

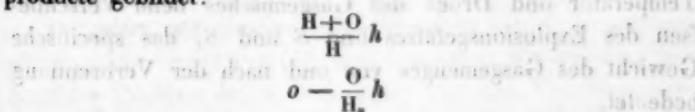
res
un-
ches
ür-
ge-
nen
n
sie
ugt.
die
erne
eren
Che-
ange-
tur

1867. ANNALEN **Nº. 6.**
DER PHYSIK UND CHEMIE,
BAND CXXXI.

1. Ueber die Temperatur der Flammen des
Kohlenoxyds und Wasserstoffs;
von R. Bunsen.

Wird ein brennbares, mit Sauerstoff gemischtes, Gas entzündet, so erfolgt eine Temperaturerhöhung, welche aus der Verbrennungswärme des Gases und aus der specifischen Wärme der Verbrennungsprodukte für den Fall berechnet werden kann, dass die Verbrennung bei der in dem Gemische herrschenden Temperatur eine vollständige ist.

Es sey ein Gemenge von h Gewichtstheilen Wasserstoff, o Gewichtstheilen Sauerstoff und n Gewichtstheilen Stickstoff gegeben, so werden bei der vollständigen Verbrennung, wenn Sauerstoff im Ueberschuss vorhanden war, hw Wärmeeinheiten erzeugt und folgende Verbrennungsprodukte gebildet:



wo H und O die Atomgewichte des Wasserstoffs und Sauerstoffs und w die Verbrennungswärme des Wasserstoffs bezeichnet. Nennt man die specifischen Wärmen dieser Verbrennungsprodukte der Reihe nach σ_1 , σ_2 , σ_3 , so ergibt sich

$$(1) \quad t_1 = \frac{wh}{\left(\frac{H+O}{H}\right) h\sigma_1 + \left(o - \frac{O}{H_n} h\right) \sigma_2 + n\sigma_3}.$$

Diese Gleichung stützt sich, wie bemerkt, auf die Voraussetzung, dass die Gasmenge h bei der hohen Temperatur t_1 noch vollständig verbrennen kann. Würde dagegen bei

der Explosion nur hx verbrennen und demnach $h(1-x)$ unverbrannt vorhanden seyn, so geht die Gleichung (1) über in

$$(2) \quad t_1 = \frac{wxh}{\left(\frac{H+O}{H}\right)hx\sigma_w + \left(o - \frac{O}{H}hx\right)\sigma_o + (1-x)h\sigma_h + n\sigma_n}$$

wo σ_h die specifische Wärme des bei t_1 unverbrannt gebliebenen Antheils Wasserstoff bedeutet. Setzt man

$$h\left(\frac{H+O}{H}\sigma_w - \frac{O}{H}\sigma_o - \sigma_h\right) = C$$

$$h\sigma_h + o\sigma_o + n\sigma_n = D,$$

so ergibt sich

$$(3) \quad t_1 = \frac{hwx}{Cx+D}$$

$$(4) \quad x = \frac{t_1 D}{hw - t_1 C}.$$

Aus dem Drucke P_1 , welchen das in einem verschlossenen Gefäße explodirende Gemisch bei der Temperatur t_1 ausübt, erhält man mit Hülfe des Mariotte'schen und Gay-Lussac'schen Gesetzes für t_1 die weitere Gleichung

$$(5) \quad (1 + \alpha t_1) PS = (1 + \alpha t) P_1 S_1,$$

in der α den Ausdehnungscoefficienten der Gase, t und P Temperatur und Druck des Gasgemisches beim Verschließen des Explosionsgefäßes und S und S_1 das specifische Gewicht des Gasgemenges vor und nach der Verbrennung bedeutet.

Nennt man die specifischen Gewichte der in dem Gasgemisch und dessen Verbrennungsproducten enthaltenen Gase, entsprechend den für die specifische Wärme derselben gewählten Zeichen s_w , s_o , s_n , s_h und das Gesamtgewicht des Gasgemisches G , so ist

$$S = \frac{G}{\frac{h}{s_h} + \frac{o}{s_o} + \frac{n}{s_n}}$$

$$S_1 = \frac{G}{\frac{1}{s_w} \left(\frac{H+O}{H}\right)hx + \frac{1}{s_o} \left(o - \frac{O}{H}hx\right) + \frac{1}{s_h} (1-x)h + \frac{1}{s_n} n}$$

oder einfacher, wenn man setzt

$$h \left(\frac{H+O}{H_{ss}} - \frac{O}{H_{ss}} - \frac{1}{s_h} \right) = A$$

und

$$\frac{h}{s_h} + \frac{o}{s_o} + \frac{n}{s_n} = B$$

$$S = \frac{G}{B},$$

$$(6) \quad S_1 = \frac{G}{Ax+B}.$$

Substituirt man den in Gleichung (4) für x gefundenen Werth in der Gleichung (6) und den dadurch erhaltenen Werth von S_1 in die Gleichung (5), so erhält man, wenn

$$P_1 (1 + \alpha t) = Q$$

gesetzt wird,

$$t_1 = -\frac{E}{2} \pm \sqrt{F + \frac{1}{4} E^2}$$

worin

$$E = \frac{AD + B\alpha hw - BC + \frac{CGQ}{PS}}{\alpha(AD - BC)}$$

$$F = \frac{\left(\frac{QG}{PS} - B\right)hw}{\alpha(AD - BC)}$$

gesetzt ist.

Der eine von diesen beiden Werthen von t_1 ist gröfser, als der aus Gleichung (1) und hat daher für das hier behandelte Problem keine Bedeutung. Ist die Verbrennungs temperatur t_1 gefunden, so erhält man aus Gleichung (4) den Werth von hx , d. h. die Gewichtsmenge des Wasser stoffs, welche in dem Augenblick, wo das Maximum der Flammentemperatur erreicht wurde, verbrannt war und mit hin auch den Werth von $h(1 - x)$ d. h. die Gewichtsmenge des Wasserstoffs, welche bei der hohen Temperatur t_1 die Fähigkeit zu verbrennen, verloren hat.

Für Gemenge von Kohlenoxyd oder Wasserstoff mit Sauerstoff und Stickstoff sind mit Ausnahme von P_1 sämmtliche numerische Werthe der Gröfzen, welche in die Gleichungen zur Bestimmung von t_1 und x eingehen, bekannt.

Es ist daher für jedes zu untersuchende Gasgemenge von dieser Zusammensetzung nur noch der Werth von P_1 durch Versuche zu bestimmen.

Die Messung des Druckes, welcher von einem in verschlossenen Gefäßen explodirenden Knallgemisch im Momente der höchsten Erhitzung ausgeübt wird, lässt sich zwar nicht mit Schärfe, aber doch mit annähernder Genauigkeit ausführen, wenn man eine, das Explosionsgefäß luftdich verschließende, Platte successiv mit Gewichten beschwert und durch Versuche dasjenige Gewicht ermittelt, bei welchem die im Gefäße explodirende Gasmasse die Platte eben noch zu heben vermag. Solche Druckmessungen können indessen nur innerhalb gewisser Gränzen brauchbare Resultate geben. Denn verdünnt man ein explosives Gasgemenge allmählich mehr und mehr mit einem Gase, welches nicht selbst mit an der Verbrennung theilnimmt, so zeigt sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Entzündung immer mehr verlangsamt, bis man endlich, wenn das Gemisch an der Gränze der Verbrennlichkeit angekommen ist, das Fortschreiten der Entzündung sogar mit blosem Auge verfolgen kann. Wird daher durch zu große Verdünnung mit fremden Gasen die Verbrennung übermäßig verzögert, so kann die Druckmessung dadurch völlig fehlerhaft werden, daß der zuerst entzündete Theil des Gases schon im Erkalten begriffen ist, indes der später von der Entzündung erreichte noch eine zunehmende Erhitzung erfährt. Um dieser Fehlerquelle vorzubeugen, ist es nöthig, keinen zu großen Ueberschufs nicht mitverbrennender Gase anzuwenden, den Querschnitt der zu entzündenden Gassäule nicht übermäßig groß zu wählen und die Entzündung möglichst gleichzeitig in der ganzen Gasmasse eintreten zu lassen. Dieses letztere wird am Besten dadurch erreicht, daß man einen sehr kräftigen, mittelst eines großen Rühmkorff'schen Apparates erzeugten Inductionsfunken durch die ganze Länge der Gassäule hindurchschlagen lässt. Das Fig. 1 Taf. III abgebildete Explosionsgefäß von sehr dickem Glase, welches ich angewandt habe, umschloß eine 8,15 Centimeter hohe und 1,7 Centimeter im

Durchmesser haltende Gassäule, so daß der ganze Weg, welchen die Entzündung von der Funkenbahn bis zur Glaswand zurückzulegen hatte, nur 8,5 Millimeter betrug. Je kürzer im Verhältnis zur Dauer der Abkühlung die Zeit ist, in welcher die Maximumtemperatur erreicht wird, um so weniger hat man die angedeutete Fehlerquelle zu befürchten. Es ist in dieser Beziehung wichtig, sich ein Urtheil über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Entzündung bilden zu können. Dieselbe läßt sich in der Weise schätzen, daß man das explosive Gasgemenge unter den dabei unerlässlichen Vorsichtsmaßregeln aus einer in dünner Platte befindlichen feinen Oeffnung von bekanntem Querschnitt brennen läßt und die Ausströmungsgeschwindigkeit durch Druckverminderung vorsichtig bis zu dem Punkte verlangsamt, wo die Flamme durch die Oeffnung zurückschlägt und das unter der letzteren befindliche Gas entzündet. Dieser Rückschlag muß nämlich eintreten, wenn die Geschwindigkeit mit der das Gasgemisch die Ausströmungsöffnung passirt, um unendlich wenig geringer ist, als die Geschwindigkeit, mit der sich die Entzündung von den oberen brennenden Gasschichten nach den unteren noch nicht brennenden hin fortpflanzt. Man hat dann nur die Ausflußgeschwindigkeit des nicht brennenden Gasgemisches bei dem Drucke, unter welchem die Flamme zurückschlug, direct zu messen, um die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Entzündung, welche dieser Ausflußgeschwindigkeit gleich ist, mit annähernder Genauigkeit zu erhalten. Nennt man diese Fortpflanzungsgeschwindigkeit c , den Durchmesser der Oeffnung in dünner Platte, aus der das Knallgas ausströmte d , und das Volumen Gas, welches in t Secunden unter jenem Drucke aus der Oeffnung ausströmt V , so ist

$$c = \frac{4V}{\pi d^2 t}$$

Ein Versuch mit reinem Wasserstoff - Knallgas gab folgende Zahlen:

$V = 963000$ Cubikmillim.; $d = 1,2$ Millim.; $t = 25$ Secund.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Entzündung in

reinem Knallgase beträgt daher 34 Meter¹⁾ in der Seconde.

Es ist anzunehmen, dass die wirkliche Geschwindigkeit diese, durch den Versuch gefundene, noch etwas übertrifft, da die Abkühlung, welche der in fortschreitender Entzündung begriffene Gasstrahl an dem Rande der Ausflusöffnung erleidet, den gesuchten Werth etwas zu klein finden lässt.

Da in dem Explosionsgefäß von den oben angegebenen Dimensionen die Entfernung von der in der Achse des Gefäßes befindlichen Funkenbahn bis zu der Glaswandung nur 8,5 Millimeter beträgt, so lässt sich behaupten,

dass die Zeit, in welcher die gesamte Gasmasse in jenem Gefäße zur vollständigen Verbrennung gelangte und daher ihr Temperaturmaximum erreichte, nicht mehr als $\frac{1}{400}$ Secunde betrug.

Betrachtet man durch eine mit bekannter Geschwindigkeit rotirende stroboscopische Scheibe, die mit radialen Ausschnitten versehen ist, eine weisse Fläche die durch das Licht des in dem erwähnten Gefäße explodirenden Knallgases beleuchtet wird, so findet man für die Dauer der dadurch hervorgebrachten noch sehr grellen Beleuchtung $\frac{1}{65}$ Secunde.

Während also die Maximumtemperatur der Verbrennung in höchstens $\frac{1}{400}$ Secunde schon erreicht ist, erscheint die Temperatur nach Verlauf von $\frac{1}{65}$ Secunde so wenig gesunken, dass die Flamme immer noch eine grelle Beleuchtung hervorbringt.

Man sieht daraus, dass bei reinem Knallgas der in Frage stehende Fehler in den Druckmessungen wenig zu fürchten ist. Weniger günstig stellen sich diese Verhältnisse beim

1) Man sieht aus diesem Werthe, dass die Geschwindigkeiten, welche gewisse, auf der Sonnenoberfläche zu Zeiten bemerkbare, sich fortbewegende Lichterscheinungen zeigen, meistens viel höherer Ordnung sind, als die Geschwindigkeit, mit der sich chemische Processe im Gasgemengen fortpflanzen. Das Feld der Hypothesen, welche einzelne dieser Lichterscheinungen auf chemische Vorgänge zurückzuführen suchen, erleidet dadurch eine erhebliche Beschränkung.

Kohlenoxydknallgase heraus, welches die geringe Entzündungsgeschwindigkeit von nicht einmal 1 Meter in der Sekunde besitzt, dagegen aber, wie es scheint, erheblich langsam abköhlt. Dem ungeachtet darf man auch bei diesem Gase von Druckmessungen noch befriedigende Resultate erwarten, da die Uebereinstimmung zwischen den mit Wasserstoff und den mit diesem Gase erhaltenen Resultaten, welche wohl kaum auf Rechnung von Zufälligkeiten gesetzt werden kann, dies kaum bezweifeln lässt. Die Druckmessungen werden auf folgende Weise ausgeführt: Man lässt das zu explodirende Gemisch über Quecksilber in das Explosionsgefäß Fig. 1 Taf. III bis zu der beabsichtigten, durch einen Feilstrich bezeichneten Höhe aufsteigen, bringt die Quecksilberoberfläche im Gefäß mit der der Wanne in gleiches Niveau und verschließt das Gefäß mit der aufgeschliffenen Deckplatte Fig. 2. Diese besteht aus einer dicken Scheibe von Spiegelglas mit polirter Oberfläche. Auf dieselbe ist eine eiserne zweite Platte gekittet, von der zum Ueberschlagen des Funkens ein einserner bis über die Oberfläche der durchbohrten Glasscheibe hervorragender Stift ausgeht. Die Glasscheibe, welche man mit wenig Baumöl fettet, wird auf den mattgeschliffenen Rand des Explosionsgefäßes durch Anreiben unter dem Quecksilber zum Adhärenzen gebracht, das dadurch luftdicht verschlossene Gefäß aus dem Quecksilber entfernt und mit dem kleinen Glasaufsatz Fig. 3 versehen, wie es auf Fig. 4 ersichtlich ist. Dieser Glasaufsatz, der mit Wasser gefüllt wird, steckt waserdicht auf einem das Explosionsgefäß umschließenden Kautschukwulst. Zur Druckmessung selbst wird die Hebelvorrichtung Fig. 4 Taf. III benutzt. Das fixirte Gewichtsstück *a* dient zum Balanciren des längeren Hebelarms, auf dessen Eintheilung das Gewichtsstück *b* verschiebbar ist, um den auf den Verschluss des Explosionsgefäßes lastenden Druck beliebig variieren zu können. Die Eisenplatte des Explosionsgefäßes, auf welche der Fortsatz *d* des Hebelarms drückt, ist im Centrum mit einem Korn versehen, um die konische Spitze dieses Forsatzes *d* stets genau concentrisch an dersel-

ben Stelle aufsetzen zu können. Es ist eine Staniolbausche, welche mittelst eines durch den Boden des Explosionsgefäßes luftdicht hindurchgeführten Platindrathes mit dem Quecksilberinhalt des Gefäßes in leitender Verbindung steht. Um den Inductionsfunken durch die ganze Höhe der Gas säule hindurchschlagen zu lassen, hat man daher nur nöthig einen Zuleitungsdraht mit dem metallenen Hebelarm, den anderen mit der Staniolbausche zu verbinden. Wenn der durch das Abbrennen des Gases verursachte Druck geringer ist, als der von dem Hebelarm auf die Glasplatte ausgeübte, so verbrennt das Gas ohne erheblich hörbare Explosion und ohne das Absperrwasser im Glasaufsatze in Bewegung zu setzen; im entgegengesetzten Falle wird das Sperrwasser heftig und unter geräuschvoller Explosion emporgesleudert. Die Druckgränzen, bei denen einerseits noch ruhige und anderseits schon mit starker Explosion verbundene Verbrennung eintritt, lassen sich durch wenige Versuche einander so nahe rücken, daß man das Mittel aus den beiden sich am Nächsten liegenden ohne erheblichen Fehler als den gesuchten Druck betrachten kann, wie folgende Versuche zeigen:

Cyngas mit Luft; Druck in Atmosphären	{ 11,01 ruhige Verbrennung. 10,90 heftige Explosion.
Kohlenoxyd mit Luft; Druck in Atmosphären	{ 7,34 ruhige Verbrennung. 7,22 heftige Explosion.
Kohlenoxyd mit Sauerstoff; Druck in Atmosphären	{ 10,20 ruhige Verbrennung. 10,04 heftige Explosion.
Wasserstoff mit Sauerstoff; Druck in Atmosphären	{ 9,56 ruhige Verbrennung. 9,46 heftige Explosion.

Es bedarf wohl kaum der Erwähnung, daß man dem durch den Hebelarm gemessenen Drucke noch denjenigen hinzuzufügen hat, unter welchem sich das Gas befand, als es im Explosionsgefäß abgeschlossen wurde. Aufserdem ist noch eine Correction anzubringen, welche sich auf die Adhäsion der das Gefäß verschließenden Glasplatte bezieht. Der Druck, welchen dieselbe nöthig hat, um abzureißen, muß nämlich bei der Explosion mit überwunden werden.

und ist daher ebenfalls zu dem am Hebelarm gemessenen hinzuzuaddiren. Die Gröfse der Adhäsion ist aber bekanntlich in erheblichem Maafse von der Zeit abhängig, während welcher der Druck wirkt. Um daher diese Gröfse so viel als möglich unter ähnlichen Verhältnissen, wie sie bei den Versuchen bestanden, zu messen, wurde folgender Weg eingeschlagen: Eine an der adhärirenden Glasplatte durch Schnüre befestigte, auf einer Tischplatte ruhende Wageschale wurde nach und nach mit Gewichten beschwert und die Gränze gesucht, wo bei dem raschen Emporheben des Explosionsgefäßes die daran durch Adhäsion haftende Platte eben noch abriss, ohne das die Wageschale merklich mit emporgehoben wurde. Das Gewicht, bei welchem dieser Punkt eintrat, wurde dem am Hebelarm gemessenen hinzugefügt. Die Unsicherheit, welche der auf diese Weise gefundene Correctionswerth immer noch mit sich bringt, fällt bei den Messungen nicht sehr erheblich ins Gewicht, da derselbe nur einen kleinen Bruchtheil von dem zu messenden Gesamtdruck ausmacht. Die Genauigkeit der auf diese Weise ausgeführten Druckmessungen ist zwar nur gering, aber immer noch, wie man wohl aus den nachfolgenden Versuchen schließen darf, groß genug, um die merkwürdige Gesetzmäfsigkeit erkennen zu lassen, von denen die Verbrennungserscheinungen der Gase beherrscht werden. Bei sämmtlichen Versuchen betrug das Gasvolumen im Explosionsrohr 18,5 Cubikcentimeter. Die erzeugte cylindrische Flamme hatte eine Höhe von 8,15 Centimeter und einen Durchmesser von 1,7 Centimeter. Zu dem ersten und zweiten der folgenden sieben Versuche diente ein Gemenge von h Gewichtstheilen Kohlenoxydgas mit o Gewichtstheilen Sauerstoff, die gerade zur Verbrennung hinreichten; zu den Versuchen (3) bis (7) dasselbe Knallgasgemenge mit successiven Ueberschüssen von n Sauerstoff. P und P_1 sind bei diesen wie bei allen späteren Versuchen in Atmosphärendrucken angegeben.

	Versuch 1	Versuch 2	Versuch 3	Versuch 4	Versuch 5	Versuch 6	Versuch 7
<i>h</i>	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
<i>o</i>	0,5715	0,5715	0,5715	0,5715	0,5715	0,5715	0,5715
<i>n</i>	0,0000	0,0000	0,1850	1,4664	1,8620	2,9390	3,6960
<i>P</i>	0,9934	0,9804	0,9590	0,9658	0,9699	0,9763	0,9768
<i>P_t</i>	10,1197	10,5600	8,6940	8,1662	7,6057	6,5130	5,6867
<i>t° C.</i>	4,5	10,0	10,7	8,5	8,8	8,6	10,0

Als Werthe der in die Berechnung eingehenden Constanten wurden zu Grunde gelegt:

$$\begin{array}{lll} \sigma_a = 0,1753 & s_a = 0,9674 & w = 2403 \\ \sigma_o = 0,1547 & s_o = 1,1056 & \alpha = 0,00366 \\ \sigma_n = 0,1547 & s_n = 1,1056 & H = 14,0000 \\ \sigma_P = 0,1702 & s_P = 1,5202 & O = 8,0000 \end{array}$$

Bei den folgenden Versuchen (8) und (9) war dem Gemisch von 1 Gewichtstheil Kohlenoxydgas mit 0,5715 Gewichtstheilen Sauerstoff statt des überschüssigen Sauerstoffs ein successiv wachsender Ueberschufs von *n* Gewichtstheilen Kohlenoxydgas und bei Versuch (10) und (11) statt dieses letzteren ein Ueberschufs von Stickstoff beigemischt.

	Versuch 8	Versuch 9	Versuch 10	Versuch 11
<i>h</i>	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
<i>o</i>	0,5715	0,5715	0,5715	0,5715
<i>n</i>	1,0285	4,7444	1,8920	1,8920
<i>P</i>	0,9851	0,9791	0,9934	0,9802
<i>P_t</i>	8,7602	4,7008	7,2760	7,5720
<i>t° C.</i>	8,0	7,7	4,5	10,0

Für Versuch (8) und (9) wird

$$\sigma_n = 0,1753$$

$$s_n = 0,9674$$

und für Versuch (10)

$$\sigma_n = 0,1717$$

$$s_n = 0,9713$$

Die folgenden Versuche (12) und (13) sind mit reinem elektrolytischen Knallgas; (14) mit demselben Gase und Stickstoff angestellt.

		Versuch 12	Versuch 13	Versuch 14
	h	1,0000	1,0000	1,0000
	o	8,0000	8,0000	8,0000
	n	0,0000	0,0000	26,500
	P	0,9736	0,9736	7,9684
	P_1	9,7300	9,5140	7,2512
	$t^{\circ} \text{C.}$	5,0	10,0	10,0

Die zur Berechnung dieser Versuche benutzten Werthe der in der Gleichung vorkommenden Constanten sind:

$$\sigma_a = 2,3910$$

$$s_a = 0,06927$$

$$w = 29629$$

$$\sigma_e = 0,1547$$

$$s_e = 1,1056$$

$$\alpha = 0,00366$$

$$\sigma_u = 0,1717$$

$$s_u = 0,9713$$

$$H = 1,0000$$

$$\sigma_w = 0,3621$$

$$s_w = 0,62207$$

$$O = 8,0000$$

Die nachstehende Tabelle enthält die Berechnungen sämmtlicher Versuche, geordnet nach den Temperaturmaxima $t_1 - t$ welche die einzelnen auf Volumina berechneten Gasgemische von 0° bei der Verbrennung in einem verschlossenen Gefäse erreichen¹⁾. Column III giebt die Temperaturmaxima für die in Column I und II aufgeführten Gemische.

Nummer des Versuchs	I.	II.	III. $t_1 - t$	IV. x	V. Mittel	VI. Abweichung vom Mittel
2	$\frac{2}{3}$ Vol. CO $\frac{1}{3}$ Vol. O	0,0000 Vol.	3172° C.	0,351		+ 0,0194
1	$\frac{2}{3}$ Vol. CO $\frac{1}{3}$ Vol. O	0,0000 Vol.	2893° C.	0,319		- 0,0126
12	$\frac{2}{3}$ Vol. H $\frac{1}{3}$ Vol. O	0,0000 Vol.	2854° C.	0,338	0,3316	+ 0,0064
13	$\frac{2}{3}$ Vol. H $\frac{1}{3}$ Vol. O	0,0000 Vol.	2833° C.	0,336		+ 0,0044
3	$\frac{2}{3}$ Vol. CO $\frac{1}{3}$ Vol. O	0,1079 Vol. O	2558° C.	0,314		- 0,0176

1) Die Verminderung, welche die Verbrennungswärme durch die kleine Temperaturniedrigung t erleidet, ist bei der Rechnung als ganz unerheblich außer Acht gelassen.

Nummer des Versuchs	I.	II.	III. $t_1 - t$	IV. x	V. Mittel	VI. Abweichung vom Mittel
8	Vol. CO Vol. O	0,6857 Vol. CO	2471° C.	0,460		- 0,0421
4	Vol. CO Vol. O	0,8554 Vol. O	2325° C.	0,478		- 0,0241
5	Vol. CO Vol. O	1,0861 Vol. O	2117° C.	0,490		- 0,0121
11	Vol. CO Vol. O	1,2563 Vol. N	2084° C.	0,515		+ 0,0129
14	Vol. H Vol. O	1,2599 Vol. N	2024° C.	0,547	0,5021	+ 0,0449
10	Vol. CO Vol. O	1,2563 Vol. N	1909° C.	0,470		- 0,0321
6	Vol. CO Vol. O	1,7145 Vol. O	1726° C.	0,520		+ 0,0179
7	Vol. CO Vol. O	2,1559 Vol. O	1460° C.	0,512		+ 0,0099
9	Vol. CO Vol. O	3,1629 Vol. CO	1146° C.	0,527		+ 0,0249

Aus Column III dieser Zusammenstellung ergibt sich:

1) dass im richtigen Verhältnis gemischtes Knallgas von Kohlenoxyd und Sauerstoff im Mittel aus Versuchen (1) und (2) bei der Verbrennung in einem verschlossenen Gefäß sich von 0° C. auf

3033° C.

erhitzt, wobei die Abweichung vom Mittel bei den einzelnen Versuchen 4,58 Prozent der ganzen Temperaturerhöhung beträgt;

2) dass im richtigen Verhältnis zusammengesetztes Knallgas von Wasserstoff und Sauerstoff im Mittel aus Versuch (12) und (13) bei der Verbrennung in einem verschlossenen Gefäß von 0° C. auf

2844° C.

erhitzt wird mit Abweichungen in den einzelnen Versuchen von 0,388 Prozent der ganzen Temperaturerhöhung;

3) dass im richtigen Verhältnis zusammengesetztes Knall-

gas von Kohlenoxyd und atmosphärischer Luft im Mittel aus Versuchen (10) und (11) bei der Verbrennung in einem verschlossenen Gefäß sich erhitzt von 0° C. auf

1997° C.

mit Abweichungen in den einzelnen Versuchen von 4,41 Prozent der ganzen Temperaturerhöhung;

4) das im richtigen Verhältnis zusammengesetztes Knallgas von Wasserstoff und atmosphärischer Luft nach Versuch (14) bei der Verbrennung in einem verschlossenen Gefäß eine Erhitzung erleidet von 0° C. auf

2024° C.

Colume IV und V lässt die sehr merkwürdige Thatsache erkennen,

5) das sowohl bei dem reinen Kohlenoxydknallgase, als auch bei dem Wasserstoffknallgase während des Temperaturmaximums $t_1 - t$, im Mittel aus (1), (2), (3), (12) und (13), von dem ganzen vorhandenen Wasserstoff oder Kohlenoxyd fast ganz genau nur der dritte Theil, nämlich

$$x = \frac{1}{3,015}$$

verbrennt, während die übrigen $\frac{2}{3}$ durch Erhitzen auf jene hohen Temperaturen von 2558° bis 3033° die Fähigkeit sich zu verbinden verloren haben;

6) das ferner bei denselben beiden Knallgasen, wenn 1 Vol. derselben successiv mit 0,686 bis 3,163 Vol. nicht mitverbrennenden Gases verdünnt wird und die Flammen temperatur in Folge dessen successiv von 2471° C. auf 1146° C. herabsinkt, bei allen Temperaturen innerhalb dieses Intervalls fast ganz genau die Hälfte des Kohlenoxyds oder Wasserstoffs, nämlich im Mittel aus allen Versuchen,

$$x = \frac{1}{1,992}$$

verbrennt, während in der anderen Hälfte Sauerstoff und Kohlenoxydgas oder Sauerstoff und Wasserstoff die Fähigkeit, sich mit einander zu verbinden, eingebüsst haben.

Die Verbrennungsproducte des reinen Kohlenoxydknall gases bestehen demnach bei 3033° C. aus:

Sauerstoff	1 Vol.
Kohlenoxyd	2 Vol.
Kohlensäure	1 Vol.

Eben so die des reinen Wasserstoffknallgases bei 2844° C.

Sauerstoff	1 Vol.
Wasserstoff	2 Vol.
Wasserdampf	1 Vol.

Innerhalb der Temperaturen von 2471° C. bis 1146° C. bilden sich aus den Kohlenoxydknallgasen folgende Verbrennungsproducte;

Sauerstoff	1 Vol.
Kohlenoxyd	2 Vol.
Kohlensäure	2 Vol.

und aus dem Wasserstoffknallgas bei 2024° C.

Sauerstoff	1 Vol.
Wasserstoff	2 Vol.
Wasserdampf	2 Vol.

Die der Columne III und IV entnommene graphische Darstellung A Fig. 5 Taf. III, in der die Abscissen die Temperaturen, die Ordinaten dagegen die von 10 Volumen Wasserstoff oder Kohlenoxydgas bei diesen Temperaturen verbrennungsfähigen Volumina bedeuten, zeigt, dass der bei allmäglich gesteigerter Temperatur unverbrennlich werdende Anteil des Gases nicht stetig wächst, sondern einer gebrochenen Linie entspricht. Die Curve B Fig. 5 stellt in der Abscisselinie die Flammtemperaturen der untersuchten Kohlenoxydknallgase dar, bezogen auf die, einem Volumen derselben überschüssig beigemengten Gasvolumina, die den verticalen Ordinaten entsprechen. Wo zwei Versuche mit demselben Gasgemisch angestellt wurden, ist der aus beiden berechnete Mittelwerth eingetragen. In Curve B zeigt sich ein Wendepunkt, der mit der gebrochenen Stelle in Curve A zusammenfällt und der Temperatur entspricht, wo der verbrennungsfähige Anteil des Gases von $\frac{1}{3}$ auf $\frac{1}{2}$ überspringt. Faßt man das Resultat dieser Betrachtungen zusammen, so

ergiebt sich, dass die Verbrennung von Gasen auf ganz anderen Vorgängen beruht, als man bisher angenommen hat.

Wird Kohlenoxydknallgas entzündet und seine Temperatur dadurch von 0° auf 3033° C. gesteigert, so enthält es $\frac{2}{3}$ des vorhandenen Kohlenoxydgases in unverbrannten und unverbrenlichem Zustande; die Temperatur 3033° C. erniedrigt sich jetzt durch Strahlung und Leitung auf 2558° C., ohne dass von diesen $\frac{2}{3}$ Kohlenoxydgas etwas verbrennen kann; sinkt die Temperatur um noch etwas weiter herab, so beginnt von Neuem eine Verbrennung, welche den weiteren durch Strahlung und Leitung bedingten Wärmeverlust ersetzt und die Temperatur von 2558° C. wiederherstellt, ohne eine Erhitzung über diese Temperatur bewirken zu können; daher folgt auf die von 3033° C. stetig abnehmende Temperatur abermals eine so lange constant bleibende von 2558° C., bis gerade die Hälfte des Kohlenoxydgases verbrannt ist; es tritt jetzt eine dritte Phase ein, bei der bis zur Abkühlung des entflammten Gemisches auf mindestens 1146° C. wiederum gar keine Verbrennung erfolgt. Da das Gasgemisch nach dem Erkalten ganz aus Kohlensäure besteht, so müssen sich diese abwechselnden Phasen constanter und abnehmender Temperaturen auch noch unterhalb 1146° C. wiederholen, bis der letzte Anteil des Gases verbrannt ist.

Wenn die Kohlensäure bei allmählich gesteigerter Temperatur in derselben Weise in Sauerstoff und Kohlenoxyd zerfällt, wie sie aus Kohlenoxyd und Sauerstoff bei dem Uebergange aus hohen in niedere Temperaturen entsteht, so muss eine Reihe specifischer Gewichtsbestimmungen dieses Gases, je nach den Temperaturen, bei denen jede derselben ausgeführt wird, folgende Werthe¹⁾ geben:

bei 0° 1,5202

zwischen 1146° und 2558° 1,2162

zwischen 2558° und 3033° 1,1402.

In Folge der Zersetzung des Wasserdampfs würde man für das specifische Gewicht desselben finden

1) Abgesehen von dem Einflusse, welchen die kleine Abweichung vom Mariotte'schen und Gay-Lussac'schen Gesetze ausüben würde.

bei 150° 0,6221

bei 1874° 0,4977

bei 2024° 0,4666.

Die discontinuirliche, gleichsam stufenweise erfolgende Verbrennung eines gleichförmigen Gemenges brennbarer Gase mit Sauerstoff gehört einer Klasse von Erscheinungen an, die unter ein eigenthümliches, bei einer anderen Gelegenheit¹⁾ von mir nachgewiesenes Gesetz fällt, welches sich dahin aussprechen lässt:

dafs unter den dazu günstigen Umständen Verbindungen, die sich in einem vollkommen homogenen Gasgemenge gleichzeitig neben einander bilden, in einem einfachen stöchiometrischen Verhältnis zu einander stehen und dafs diese stöchiometrischen Verhältnisse bei dem Hinzutreten eines dritten, an Menge stetig wachsenden, die Homogenität des Gemenges nicht störenden Körpers sprungweise sich ändern.

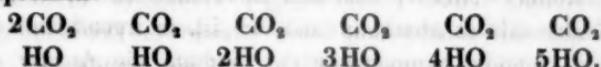
Ich lasse zum leichteren Verständniß der zu erklärenden Erscheinungen einige der Beobachtungen hier folgen, welche ich zur Begründung des erwähnten Gesetzes bereits an einem anderen Orte publicirt habe²⁾:

Entzündet man ein gleichförmiges Gemenge von Wasserstoff, Kohlenoxyd und Sauerstoff, welches weniger von diesem letzteren enthält als zur Verbrennung eines jeden der beiden andern Gase erforderlich ist, so sind drei Fälle denkbar: der Sauerstoff verbrennt ganz mit dem einen oder ganz mit dem andern oder mit beiden zugleich. Der Versuch zeigt, dafs die Verbrennung beider erfolgt; der Versuch zeigt aber auch, dafs die Mengen, welche sich der Sauerstoff von den überschüssig vorhandenen Gasen zur Verbrennung auswählt, in einem einfachen atomistischen Verhältnis zu einander stehen und dafs diese mit dem Sauerstoff sich verbindenden Gasmengen bei allmählicher Vermehrung eines der Gemengtheile im Gemisch nicht stetig wachsen oder abnehmen, sondern in Intervallen plötzlich von einem einfachen

1) Liebig's Ann. Bd. LXXXV, S. 137.

2) Gasometrische Methoden, S. 273.

Atomverhältniss auf ein anderes einfaches überspringen. Der Sauerstoff theilte sich dabei in das überschüssig dargebotene Wasserstoffgas und Kohlenoxydgas in Verhältnissen, die folgenden Atomzahlen der gebildeten Verbrennungsproducte entsprechen:



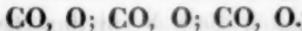
Da bisher keine einzige Verbindung von Wasser und Kohlensäure hat hervorgebracht werden können, so ist man genöthigt anzunehmen, dass sich schon zwischen den unverbundenen Atomen überwiegende, einfachen Atomenverhältnissen entsprechende Anziehungen bilden, ohne dass wir im Stande sind, die Bedingungen herbeizuführen, unter denen die jenen Anziehungen entsprechenden atomistischen Verbindungen wirklich zu Stande kommen, demnach die chemischen Kräfte im Stande sind einander benachbarte Atome, mögen diese später an der Verbindung theilnehmen oder nicht, schon vor der Vereinigung zu Systemen in einfachen stöchiometrischen Verhältnissen zu ordnen, nach welchen dann die Verbindung leichter erfolgt als nach anderen.

Fast man von diesen Gesichtspunkten ausgehend die Gasverbrennung ins Auge, so begegnet man ganz ähnliche Beziehungen. Denken wir uns eine Anzahl Kohlenoxyd- und Sauerstoffatome

$\text{CO}, \text{O}; \text{CO}, \text{O}; \text{CO}, \text{O}; \text{CO}, \text{O}; \text{CO}, \text{O}; \text{CO}, \text{O}$; immer höheren Temperaturen ausgesetzt, so wird ein Punkt eintreten, wo das erste Atomenpaar CO, O zu CO_2 verbrennt. Die Resultirende der Kräfte zwischen den Atomen

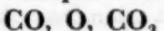


muss jetzt eine ganz andere seyn, als zwischen den ursprünglichen



Sie kann eine solche seyn, die unzureichend ist, die beiden dem Kohlensäureatom benachbarten Atomenpaare innerhalb der Temperaturintervalls von 3033° C. bis 2558° C. zu Kohlensäure zusammenzuführen. Wenn sich daher derselbe Vorgang in der ganzen Gasmasse wiederholt hat, kann

nur gerade der dritte Theil des Gases zu Kohlensäure verbrannt seyn, wie es der Versuch in der That zeigt. Warum sich unter den obwaltenden Verhältnissen dieser Einfluss der Anziehungen gerade nur auf drei Atomenpaare und nicht weiter erstreckt, lässt sich theoretisch eben so wenig begründen, als es überhaupt möglich ist, in irgend einer bereits zu Stande gekommenen Verbindung die Anzahl der darin zusammentretenden Atome *a priori* voraus zu bestimmen. Um ferner zu begreifen, dass unterhalb der Temperaturgränze 2558° C. zunächst nur gerade die Hälfte der ganzen Gasmasse verbrennen kann, darf man in ähnlicher Weise nur annehmen, dass die unter dieser Temperatur wieder möglich gewordene Bildung eines weiteren Kohlensäureatoms ein neues Gleichgewicht der Kräfte hervorruft und dadurch zur Entstehung der durch vorwiegende Anziehungen mit einander verknüpften Atomenpruppe



Veranlassung giebt, in der die neue Resultirende aller vorhandenen Kräfte jetzt auch innerhalb des noch niedrigeren Temperaturintervalls von 2471° bis mindestens 1146° C. keine Kohlensäurebildung mehr zu Stande bringen kann.

Diese Erklärung findet eine gewichtige Stütze in der Thatsache, dass nicht nur die Temperaturintervalle, innerhalb welcher die verschiedenen Verbrennungsphasen erfolgen, sondern auch die Entzündungstemperaturen von den Anziehungen abhängen, welche Gruppen benachbarter Atome, namentlich auch solcher, welche an den gebildeten Verbindungen gar nicht theilnehmen, auf einander ausüben. Jedermann weiß, dass sich Phosphor erst bei Temperaturen zwischen 20° und 30° mit reinem Sauerstoff zu phosphoriger Säure verbindet, dass ein kleiner Zusatz von verschiedenen Kohlenwasserstoffgasen diese Verbindungsfähigkeit zwischen 20° und 30° aufhebt und über 30° hinaus erhöht, dass endlich eine Beimischung von Stickstoff die Temperatur, wo das Leuchten des Phosphors beginnt, weit unter 20° herabdrückt.

Es dürfte kaum nöthig seyn, hier noch zu bemerken,

dafs die in vorstehender Arbeit befolgte Methode zur Bestimmung der Flammtemperaturen nur auf solche Knallgasgemenge anwendbar ist, bei denen zwei und nicht mehr Elemente zur Verbrennung gelangen, da man nicht anzugeben im Stande ist, welche von den verschiedenen unter diesen Umständen möglichen Verbrennungsproducten während der successiven Phasen der Verbrennung auftreten. Dagegen lassen sich die Flammtemperaturen t_1 von Knallgasgemengen mit nur zwei sich verbindenden Elementen mit Hülfe der nachstehenden Formel berechnen, wenn zuvor der aus kleinen ganzen Zahlen zusammengesetzte Coëfficient $\frac{m}{n}$, welcher den innerhalb einzelner Temperaturintervalle verbrennungsfähigen Anteil des Gases angibt, durch Versuche ein für allemal bestimmt ist.

$$t_1 = \frac{\frac{m}{n} H w}{\sigma_1 \frac{m}{n} (H + O) + \sigma_1 \left(1 - \frac{m}{n}\right) H + \sigma_2 \left(1 - \frac{m}{n}\right) O + \sigma_2 q}$$

In dieser Formel bedeuten die grossen lateinischen Buchstaben die Atomgewichte der zusammen verbrennenden Gase, σ_1 σ_2 σ_1 σ_2 , die den einzelnen Gasen entsprechenden spezifischen Wärmern und q die Gewichtsmenge eines beigemischten nicht verbrennlichen Gases, ausgedrückt in der H und O zu Grunde liegenden Einheit.

II. Optische Studien nach der Methode der Schlierenbeobachtung; von A. Töpler.

(Fortsetzung von S. 55.)

III. Die vom elektrischen Funken in Luft erzeugte Welle.

Da der Schlierenapparat¹⁾ mit solcher Leichtigkeit bei constanter Beleuchtung die langsamten Luftströmungen zeigt, welche durch ungleiche Erwärmung des Beobachtungsraumes vor dem Haupt-Linsensystem entstehen, so kann die Sichtbarkeit von Luftwellen bei momentaner Beleuchtung nicht Wunder nehmen. In der That sieht man unter Anwendung des elektrischen Illuminators in den Luftsichten nahe vor den Hauptlinsen eine Luftwelle ganz gut, wenn unter mehreren Bedingungen namentlich die Eine erfüllt ist, daß nämlich in dem durch das Gesichtsfeld des Apparates begrenzten Theile der Welle hinreichend große Differenzen der Luftdichtigkeit vorhanden sind, um wahrnehmbare optische Unterschiede zu veranlassen. Um die Nothwendigkeit dieser Bedingung zu verstehen, stelle man sich vor, es werde in der Nähe des Apparates und zwar seitlich von demselben ein Ton erzeugt, welcher stark, aber nicht hoch sey. Setzt man der Einfachheit halber voraus, die abwechselnden Verdünnungs- und Verdichtungszonen dehnen sich genau auf Kugelflächen um die Schallquelle aus, so werden je nach der Stellung des Apparates zur Schallquelle die von dem momentanen Lichtbündel durchlaufenen Theile der Wellen prismatisch wirken können. Mögen nun diese Um-

1) Zur Beibehaltung dieses Namens habe ich mich in den folgenden Abschnitten bequemern müssen, obgleich ich mir nicht verhehle, daß er eben so unpassend oder passend, als das Wort »Fernrohr« ist. Wie dieses ein Rohr für die Ferne, so ist jener ein Apparat für Schlieren. Eine Bezeichnung, welche unter den mannigfachen Zwecken des Apparates einem bestimmten entspricht, wäre leicht und correct zu geben. Ein Name jedoch, welcher alle möglichen Anwendungen umfaßte, dürfte kaum den Vorwurf der Schwerfälligkeit entgehen.

stände auch noch so günstig vorausgesetzt werden, so ist zu ersehen, dass eine deutliche optische Wirkung nur dann zu erwarten ist, wenn auf die einzelnen Strahlenelemente des Sehfeldes möglichst verschiedene ablenkende Kräfte gewirkt haben, das heisst also zunächst, wenn in dem vom Sehfeld umspannten Luftraum unter sonst gleich günstigen Umständen möglichst grosse Differenzen der Dichtigkeit in Richtungen senkrecht zur optischen Axe des Apparates vorhanden sind. Wenn daher auch an den extremen Punkten in einer ganzen Welle eine bedeutende Differenz der Dichtigkeit vorausgesetzt wird, so wird jedenfalls innerhalb der wenigen Zolle des Sehfeldes ein grosser optischer Unterschied nicht stattfinden, sobald die Wellenlänge einigermaßen erheblich ist, und die Dichte auf der ganzen Wellenlänge von einem extremen Werth in den anderen nur allmählich übergeht. Es muss, um es kurz zu fassen, die Luft in der Richtung der Wellenfortpflanzung möglichst grosse Dichtigkeitsunterschiede in möglichst nahe gelegenen Punkten zeigen. Wollte man daher daran denken, mit den gewöhnlichen akustischen Hülfsmitteln zu experimentiren, so dürften nur sehr hohe und sehr intensive Töne Aussicht auf Erfolg versprechen. Aufser der Intensität der Schallerregung muss noch die innere Gestaltung der Welle, wenn ich mich des Ausdrucks bedienen darf, das heisst also die Qualität der Erregung, einen maafsgebenden Einfluss auf die Sichtbarkeit haben.

Die Erfahrung stimmt hiermit überein. Indem einerseits Schwingungen, welche den Gehörsinn mächtig anregen, sich der optischen Wahrnehmung entziehen, können andererseits Wellen gesehen werden, deren Eindruck auf das Ohr nur gering ist. Namentlich werden solche Wellen, welche ihren Ursprung einem sehr kurzen, aber kräftigem Impuls der Luft verdanken, am sichersten zu sehen seyn. Unter diesen Umständen ist es gleichgültig, ob der Impuls nur ein einmaliger ist, oder ob viele derselben in regelmässiger Wiederkehr den Eindruck eines Tones von bestimmter Höhe hervorrufen. Der elektrische Funken ist ein für den vorlie-

genden Zweck sehr günstiger Schall-Erzeuger¹); man kann durch ihn der Luft einzelne Stöße ertheilen und diese bis zur Entstehung eines Tones vermehren. Die durch die Funkenentladung in der Luft hervorgerufene Luftwelle will ich zunächst besprechen, da die hierbei gewonnenen Resultate bei anderen Phänomenen als bekannt vorausgesetzt werden müssen.

Es handelt sich also hier um zwei Funkenentladungen. Die eine soll vor dem Hauptlinsensystem des optischen Apparates eine Luftwelle erregen. Hat diese je nach dem Zweck des Versuchs in einem kleinen Bruchtheile einer Sekunde eine gewisse Ausbildung erlangt, so muß ein zweiter Funken am Entlader des Illuminators (siehe Abschnitt I meiner vorhergehenden Abhandlung) ein momentanes Lichtbündel nach dem Analysator senden, um die Luftwelle im Gesichtsfelde zu zeigen. Der Kürze halber soll in Folgendem der erste Funken »Schall-Funken«, der zweite »Beleuchtungs-Funken« genannt werden. Da der elektrische Funken der einfachste Fall einer Schallerregung ist, indem er nur einen einmaligen, kurzen Impuls an die umgebende Luft mittheilt, so wird man erkennen, daß der Zeitabstand zwischen beiden Entladungen maßgebend für den Raumabstand seyn wird, um welchen die Luftwelle bei der Beobachtung von dem Schallfunken entfernt ist. Denkt man sich den Zeitabstand allmählich von Null anwachsend, so wird die sichtbare Welle im Beleuchtungsmomente stets grösere Dimensionen annehmen. So wünschenswerth es nun auch seyn möchte, diesen Zeitabstand bei den Versuchen genau in der Gewalt zu haben, so erwiesen sich doch alle zu diesem Zweck ersonnene Entladungsvorrichtungen als unzureichend, weshalb ich bei denselben Hülfsmittel stehen blieb, welches schon früher in meinen »Beobachtungen« zu Grunde gelegt

1) Der Ausdruck »Schall« ist hier natürlich für jeden wahrnehmbaren Eindruck des Gehörsinnes gebraucht, desgleichen das Wort »Schallwelle« auch für den Fall, daß die Lufttheilchen keine volle Schwingung beschreiben.

wurde; es führt unter Allen noch immer am sichersten zum Ziel.

Aus Fig. 9 Taf. I ist die zum Beobachten der untenbeschriebenen Erscheinungen sehr bequeme Anordnung des Schlierenapparates ersichtlich. *a b g n* sind die mit den Buchstaben meiner vorigen Abhandlung übereinstimmenden Theile des elektrischen Illuminators. Ein zwischen den Kugeln *a* und *b* des Funkemmkrometers erzeugtes, momentanes Strahlenbündel durchläuft das Hauptlinsensystem *M N*, um in der Richtung nach *A* hin auf den Analysator zu gelangen. Die empfindliche Einstellung sey nach den bekannten Principien vorher erzielt, so wird das Gesichtsfeld durch die Gröfse der Linse *N* bestimmt. Nahe vor dieser Linse sey nun eine Entladungsvorrichtung angebracht, deren gut isolirte Metallarme *ep* und *dq* nach allen Seiten drehbar sind, so dass die Kugeln *e* und *d* jede gewünschte gegenseitige Lage und Entfernung annehmen können. Von dem einen Arme *ep* führt eine isolirte Leitung zu einer Elektricitätsquelle bei *Q*. Andererseits ist eine gut isolirende Leitung von *q* über *c* nach *b* ausgespannt. (Die Drähte *Qp* und *qc b* sind mit Guttapercha überzogen und ruhen auf Glasstützen.) Es bedeutet ferner *F* eine leydener Flasche von veränderlicher Oberfläche, welche dadurch erhalten wird, dass man in einen weiten Glascylinder ein dünnwandiges Reagensgläschen stellt, und innerhalb und außerhalb des Letzteren Quecksilber bis zu beliebiger Höhe einfüllt. Auf das Quecksilber wird zur besseren Isolirung eine dünne Schicht Oel gegossen; zum äusseren, resp. zum inneren Quecksilber führen die in Kugeln endigenden Platinstäbe *h* und *c'*, so dass das Ganze einen kleinen, dünnglasigen Condensator bildet. Die innere Belegung dieser Flasche kann man nun in der Leitung *qc b* einschalten oder daraus entfernen, je nachdem man die beiden Kugeln *c* und *c'* verbindet, oder trennt. Von *a* führt endlich noch eine Leitung über *E* nach *h*; dieselbe ist nicht isolirt, sondern in allen Fällen bei *E* gut mit der Erde verbunden. (Von den durch punktierte Linien angedeuteten Leitungen wollen wir vorläufig ganz absehen.)

Zur Erregung gespannter Elektricität bei Q kann, wie bei meinen älteren Beobachtungen, der Pol eines kräftigen Funkeninductors dienen; hierbei wird zweckmässig der andere Pol der inducirten Rolle mit E verbunden. Allein da beim Inductionsfunken der Zusammenhang der optischen Erscheinungen viel verwickelter ist, als es mir von vorn herein den Anschein hatte, so wandte ich mich zunächst zum Studium des einfacheren Funkens der Influenzmaschine, welcher ja eine mit dem Funken aus dem Conductor der gewöhnlichen Elektrisirmschine identische Entladungsart ist. Bei den folgenden Versuchen ist daher als Elektricitätsquelle bei Q die kräftige Maschine, welche ich Bd. CXXX, S. 518 dieser Annalen beschrieb, überall benutzt worden, wo nicht ausdrücklich eines anderen Mittels Erwähnung geschieht. Der Inductionsfunken soll später noch besonders behandelt werden.

Wenn Q in Thätigkeit ist, so schlagen zwischen e und d einfache Funken als Wellenerzeuger über. Es konnten an den Armen des Entladers verschiedene Kugeln angeschraubt werden. Zu allen Beobachtungen dienten fast ausschliesslich zwei Kugelpaare von 12 und 20 Millimeter Durchmesser. Die Schlagweite des Schallfunkens betrug meistens 10 bis 20 Millm. (Zu Büschel- und Glimmlicht-Entladungen dienten noch kleinere Kugeln mit grösserem Abstande.) Die Entladerkugeln am Funkenikrometer ab des Illuminators hatten 15 Millm. Durchmesser, ihr Abstand ist stets sehr klein vorausgesetzt, er betrug bei fast allen Versuchen nur Bruchtheile eines Millm.

Man kann nun die Entladerarme ep und dq so stellen, wie es in Fig. 9 Taf. I gezeichnet ist, dass der Schallfunkens in der Richtung der optischen Axe des Apparates überschlägt. Von A aus gesehen decken sich dann die Projectionen der beiden Kugeln, und man sieht den Schallfunkens ebensowenig, als dasjenige, was in seiner nächsten Nähe vorgeht. Um so deutlicher aber bemerkst man das optische Phänomen, wenn es sich in grösserer Entfernung um die Funken ausbildet. Diese Kugelstellung, welche in der Folge

kurz die »axiale« Kugelstellung heissen mag, bleibe jedoch vorläufig außer der Betrachtung. Wir nehmen vielmehr zunächst an, dass die Kugeln *e* und *d* durch passende Stellung der Entladerarme so placirt seyen, dass man dieselben neben- oder übereinander und zwischen ihnen den Schallfunkenselbst im Gesichtsfelde des Analysators sieht. Diese Kugelstellung heisse die »laterale« und bezeichne also zugleich einen Schallfunkens, welcher ungefähr senkrecht zur optischen Axe des Apparates gerichtet ist.

Denkt man sich nun *c* und *c'* aufser Verbindung gesetzt, so wird eine Entladung zwischen *ed* ihren Weg über *dqc* nehmen, dannn die Unterbrechung bei *ba* in Form eines zweiten Funkens überspringen, um sich endlich über *E* zu verlieren. In diesem Falle ist der Zeit-Unterschied zwischen Schall- und Beleuchtungsfunken so gering, dass die bei *ed* erzeugte Luftwelle noch keine irgend wahrnehmbare Ausbildung im Beleuchtungsmomente zeigt, wenn nicht die bei *ab* einander nahe gegenüberstehenden Flächen der Elektroden eine *erhebliche Ausdehnung* haben. Man sieht den unveränderten Funken auf dunklem Gesichtsfelde.

Wird jedoch zwischen *c* und *c'* eine gut leitende Verbindung hergestellt, so wird durch den Schallfunkens zunächst die Flasche *F* geladen und diese kann sich bei geringem Abstande der Kugeln *ab* hier sofort wieder entladen. In diesem Falle findet zwischen beiden Funken im Allgemeinen eine merkliche Zeitdifferenz statt, so dass im Beleuchtungsmomente die Luftwelle in einem Abstande um den Schallfunkens gesehen wird. Von welchen Verhältnissen im Uebrigen die letzterwähnte Zeitdifferenz abhängig ist, das soll im nächsten Abschnitte, soweit bisherige Versuche darüber Aufschluss geben, erörtert werden. Desgleichen übergehe ich vorläufig den Umstand, dass, wenn die Flasche *F* fehlt, schon vor der Funkenentladung bei *ed*, während die elektrische Dichte auf der Kugel *e* allmählich anwächst, zwischen *a* und *b* Funken durch Influenzwirkung möglich sind.

In Bezug auf die Zeitdauer zwischen Schall- und Beleuchtungsfunkens bei eingeschalteter Flasche *F* sey hier nur

bemerkt, dass dieselbe durchaus nicht constant ist, sondern in weiten Gränzen schwankt. Am bequemsten konnten bei den von mir benutzten Apparaten die Wellen übersehen werden, wenn der Schallfunken mitten vor dem Gesichtsfelde überschlug, wenn ferner die Flasche *F*, deren Dimensionen sich weiter unten finden, zur Hälfte mit Quecksilber gefüllt war, und der Abstand der Illuminator-Kugeln *a b* = 0.3 Millm. betrug. In diesem Falle genügte jeder Schallfunken mehr als vollkommen, um eine Entladung der Flasche *F* in der kleinen Schlagweite *a b* zur Folge zu haben; bei jedem Aufblitzen des Beleuchtungsfunkens wurde fast ausnahmslos ein Wellenphänomen gesehen, dessen Durchmesser jedoch zwischen 0 und 80 Millm. schwankte.

Aussehen des optischen Bildes.

Man sieht die Wellen bei der empfindlichen Einstellung des Analysator-Diaphragma's als deutliche, helle Curven in dem dunklen Gesichtsfelde, bald näher beim Schallfunken, bald mehr von ihm entfernt. Obgleich nun in vorliegendem Falle die mechanische Erregung durchaus nicht intensiv ist, so ist das Phänomen dennoch so leicht sichtbar, dass man das Gesichtsfeld nicht ganz auf »dunkel« einzustellen braucht, wodurch die Zeichnung deutliche Schattenverhältnisse gewinnt. (Siehe den Abschnitt I über den optischen Apparat.) Man thut sogar wohl daran, das Diaphragma soweit zurück zu schrauben, bis das eigene Licht des Schallfunkens in der allgemeinen Helligkeit des Sehfeldes fast verschwindet.

Bei »lateraler« Kugelstellung hat alsdann die Erscheinung das Aussehen der Fig. 2 und 3 Taf. II. Ist die Funkenbahn gerade, wie in Fig. 2 bei kleiner Schlagweite, so ist das Bild sehr regelmässig. Die Funkenbahn *a* ist manchmal in geringem Abstande von einem schattirten Gebilde *b c* wie von einem Cylinder umgeben, meistens jedoch ist dasselbe weiter entfernt von der Funkenbahn ausgespannt und nimmt dann die Gestalt der punktierten Linien *b'c'* oder *b''c''* an. Ist die Schlagweite grösser, so dass die Funkenbahn (Fig. 3) zickzackförmig wird, so gleicht das Phänomen bei geringer

Ausbildung, wie die punktirten Linien *b c* andeuten, im Ansehen einen mehrfach geknickten, weiten Cylinder. Bei den meisten Funken jedoch zeigt sich hier das Bild, wie bei *b'c'* oder bei den punktirten Linien *b" c"*. Man erkennt auf den ersten Blick, dass das optische Bild die Projection einer Umhüllungsfläche ist, deren Punkte von den nächstgelegenen Punkten der Funkenbahn gleichen Abstand haben. Die Gestalt dieser Umhüllungsfläche ist bei grösserer Ausbildung die eines Späroides, das sich um so mehr der Kugel nähert, je grösser es ist. Die Seitenansicht, welche unten bei »axialer« Kugelstellung beschrieben werden wird, bestätigt dies vollkommen. Bei der obigen Schlagweite des Beleuchtungsfunkens und halber Füllung der Quecksilberflasche, welche bei den folgenden Versuchen beibehalten wurde, betrug der kleinere Durchmesser der Sphäroide in den bei weitem meisten Fällen 20 bis 40 Millm.; sowohl die grösseren, als namentlich die kleineren bis zur schmalen Cylinderform, gehörten zu den Seltenheiten.

Aufser den beschriebenen Sphäroiden bemerkte man an der Funkenbahn selbst noch eine zweite, deutliche Erscheinung. Dieselbe ist durch die Schattenverhältnisse so scharf gezeichnet, dass sie durch das Licht des Schallfunkens kaum gestört wird. Ihr Ansehen ist verschieden, je nachdem die gleichzeitig beobachtete Luftwelle grossen oder kleinen Durchmesser hat. Ist die begleitende Wellenoberfläche cylindrisch von nicht mehr als 5 Millm. Durchmesser, so erscheint die Funkenbahn als glattes, hohles Röhrchen, *a* Fig. 2 Taf. II. Bei sphäroidischer Ausbildung der Welle ist dieses Rohr um die Funkenbahn ausgefranzt und zerrissen, wie in Fig. 3; gewöhnlich ist dabei ein Unterschied des positiven und negativen Endes zu erkennen, ein Unterschied, der an der Luftwelle nicht beobachtet wird.

Was die Vertheilung von Licht und Schatten in dem ganzen Bilde betrifft, so ist dieselbe charakteristisch. Denkt man sich von der Stellung des Beobachters aus das Analytator-Diaphragma vorgeschoben in der Richtung des Pfeiles, der durch die Figuren 2 und 3 gezogen ist, so sind die

hellen Partien stets nach der Richtung des Pfeiles gekehrt. Verfolgt man in Fig. 3 Taf. II die Schattirung in der Richtung von b' nach c' , so stößt man bei b' zunächst auf den dunkelsten Saum des Wellenbildes, auf den ein hellerer, unbestimmt begränzter Streifen folgt. Von nun an erscheint das Gesichtsfeld ganz eben und gleichmäsig, bis man sich c' nähert. Hier begegnet man wieder zunächst einer dunkleren Zone und zuletzt folgt ein ganz heller Saum c' . Es ist nun besonders hervorzuheben, dass das Gebilde a bei der Funkenbahn *stets die entgegengesetzte Schattirung* zeigt. Die helle Seite ist in Fig. 2 und 3 nach oben gekehrt. Von dem Bilde verschwindet bei der absolut empfindlichen Einstellung Alles bis auf diejenigen Streifen, welche in Fig. 2 und 3 heller als der Mittelton des Gesichtsfeldes sind. Diese werden dabei um so schärfer gesehen.

Aus der Discussion, welche in Abschnitt I (siehe meine vorhergehende Abhandlung) über die Interpretation der Schattenverhältnisse gegeben wurde, ergiebt sich, dass die schattirten Ränder des Wellensphäroides einer *Luftverdichtung*, dem Bilde a an der Funkenbahn jedoch einer *Luftverdünnung* entspricht. In allgemeinen Zügen ist also die Erscheinung leicht zu verstehen. Bei der Entladung wird eine fortschreitende Verdichtungswelle erregt, während auf der Funkenbahn durch Erhitzung verdünnte Luft zurückbleibt. Der Hergang ist ganz ähnlich, wie bei der Explosion eines leicht zersetzbaren Körpers, z. B. des Jodstickstoffs. Auch hier unterscheidet man, wenn die Explosion unter günstigen Umständen durch den elektrischen Funken eingeleitet wird, eine Erschütterung und die zusammengeballte Wolke der erhitzen Zersetzungsgase am Ausgangspunkte der Erschütterung.

In den »Beobachtungen« bezeichnete ich die eigenthümliche Erscheinung a auf der Funkenbahn mit dem Namen des »*Funkenmantels*«. Diese Benennung soll auch in der Folge beibehalten werden. Seine genauere Untersuchung folgt in einem besonderen Abschnitte. Am auffälligsten ist der Mantel beim Inductionsfunken, fehlt aber auch dem schwächsten Funken der Elektrisirmaschine nicht. Dass die

Wellensphäroïde ihrer Natur nach wesentlich von den Funkenmantel verschieden sind, beweist der Umstand, dass erster sich genau nach den Gesetzen der Schallfortpflanzung ausbilden, wenn man sie mit einem starren Körper von bestimmter Gestalt in Conflict kommen lässt. Schlägt der Schallfunk zwischen zwei nur wenig entfernten, parallelen Glasplatten über, welche senkrecht zur optischen Axe des Apparates stehen, so erscheinen die Wellenprojectionen in der eingeschlossenen Luftscheibe ohne Formveränderung, während der Funkenmantel gleichsam ein plattgedrücktes Ansehen hat. (Beobachtungen, Seite 46 und 47.)

Reflexion der Wellen.

Bei der in Fig. 2 und 3 Taf. II vorausgesetzten, lateralen Stellung der Entladerkugeln im Gesichtsfelde ist der Umstand störend, dass außer dem Schallfunk bei empfindlicher Einstellung auch noch seine Spiegelbilder auf den Flächen der Hauptlinsen durchs Fernrohr gesehen werden. Man beobachtet die Luftwellen daher, falls man sie allein sehen will, am besten bei axialer Stellung der Entladerkugeln, wie sie in Fig. 9 Taf. I vorausgesetzt ist. Auf diese Weise ist dem Beobachter sowohl der Schallfunk, als auch sein Mantel durch die Kugel *d* verdeckt; desgleichen können keine Spiegelbilder gesehen werden. Man gebe den Schallfunkn gleichzeitig so geringe Schlagweite, dass die Bahn nur geradlinig wird. Alsdann sieht man die Projectionen der Wellen als vollendete, zart schattirte Kreise, wie in Fig. 4 Taf. II. Bei der von mir benutzten Elektricitätsquelle sind die Funken so zahlreich, dass dieselben bei 15 Millm. Schlagweite einen hörbaren Ton liefern. In diesem Falle glaubt man viele Wellen gleichzeitig zu sehen. Jedem Funken entspricht aber nur ein einziger Kreis, wie man bei gemässigter Thätigkeit des elektrischen Apparates sofort erkennt. Ferner überzeugt man sich hierbei, dass eine Täuschung, als ob jeder Beleuchtungsfunk nicht die Welle des zugehörigen Schallfunkens, sondern die des nächst voraufgegangenen sichtbar mache, gar nicht vorkommen kann.

In Fig. 4 Taf. II bedeutet pq eine in einiger Entfernung von den Entladerkugeln angebrachte Spiegelglasplatte. An derselben zeigt sich die bekannte Reflexion der Welle sehr schön. Ich mache darauf aufmerksam, dass der reflectirte Zweig genau in denselben Punkten (p und q) ansetzt, in denen der noch nicht reflectirte Theil der Welle aufhört. Es ist dies insofern bemerkenswerth, als aus Versuchen mit dem Inductionsfunken leicht auf eine Vorauseilung des reflectirten Zweiges geschlossen werden könnte. Dieser scheint nämlich in Folge einer später zu erwähnenden optischen Täuschung beim Inductionsfunken zuweilen über die primäre Welle überzugreifen.

Sehr gut lassen sich auch die Reflexionsgesetze an gekrümmten Flächen dem Auge sichtbar machen. Stellt man anstatt der ebenen Platte in der Nähe des Schallfunkens ein Stück eines weiten Glascylinders als Concavspiegel auf und zwar so, dass die Funkenbahn mit der optischen Brennlinie des Cylinderspiegels zusammenfällt, so sind die reflectirten Zweige geradlinig. Rückt der Funken in einige Entfernung außerhalb der Brennweite, so sieht man bei grösseren Wellen gleichsam die Reproduction eines reellen, akustischen Funkenbildes an einer gewissen Stelle des Sehfeldes.

Manchmal projicirt sich das Wellensphäroid nicht als einfacher Kreis, wie in Fig. 4 Taf. II, sondern es erscheinen statt eines Kreises zwei excentrische Kreislinien, wie in Fig. 5. Dies ist fast durchgehends der Fall, wenn die Schlagweite so gross ist, dass die Funkenbahn gekrümmmt oder zickzackförmig wird. Die Erklärung ergiebt sich unmittelbar aus nochmaliger Betrachtung von Fig. 3, da dies die Seitenansicht desselben Falles ist. Stellt man sich in dieser Figur unter den Linien $m'm'n'n$ Strahlen des Hauptlinsensystems vor, so bilden dieselben Tangenten an der unregelmässigen Wellenoberfläche. Vom Analysator gesehen werden also $m'n'$ und $m'n$ je einer kreisförmigen Projection entsprechen. In Fig. 5 sieht man außerdem bei r die aufsteigende, erhitzte Luft, welche stets störend wird, sobald der Funkenstrom längere Zeit angedauert hat.

Refractions-Versuche.

Wird in der Nähe des Schallfunkens eine Flamme oder ein Rohr angebracht, aus dem ein leichtes Gas senkrecht aufsteigt, so sieht man in beiden Fällen eine deutlich schattirte, glatte Säule vor dem Gesichtsfelde, wenn die Luft des Beobachtungslöcales recht ruhig geworden ist. Beginnt nun in der Nähe die Schallerregung durch den Funkenstrom, so sieht man die mit jener Säule zusammentreffenden Zweige der Späroide in der Gassäule gebrochen. Dieser Versuch, den ich schon früher beschrieb, misslingt jedoch leicht, weil die Schallerregung sehr bald eine Disturbation der Gassäule veranlaßt. Es lassen sich die Refractionsgesetze auf folgende sehr einfache und instructive Weise für das Auge darstellen. Man stelle sich ein Gefäß mit parallelen Seitenwänden von der in Fig. 10 Taf. I gegebenen Form hier. Zwei ausgesuchte, schlierenfreie Plangläser v und w sind in dem Metallrahmen B so eingekittet, daß das Ganze einen oben offenen Kasten bildet. Die oberen Ränder der Glasplatten und des Metallrahmens werden später zusammen abgeschliffen, bis sie möglichst genau in einer Ebene liegen. Die fehlende, obere Wand läßt sich alsdann sehr leicht luftdicht durch ein dünnes Collodium-Häutchen überspannen, welches als elastische Membran die Fortpflanzung des Schalles aus Luft in verschiedene Gase vermitteln soll. Zur Füllung des Kastens mit diesen letzteren dienen zwei Ansatzrohre r und s , von denen das eine durch einen Gummischlauch mit einem Gasometer communicirt; das andere gestattet der verdrängten Luft freien Abzug durch eine ausgezogene Spitze. Das ganze Gefäß wird unter dem Entlader für die Schallfunkens so aufgestellt, daß sich die Funkenstrecke ed Fig. 10 Taf. I in einiger Entfernung etwa über der Mitte der elastischen Membran befindet. Sorgt man dafür, daß das beleuchtende Strahlenbündel möglichst rechtwinklig durch die Glaswände $v w$ hindurchgeht, so sieht man in dem aufblitzenden Momentanbilde jedes Wellensphäroid an der Trennungsfläche in zwei Zweige gespalten, einen reflectirten und einen ge-

brochenen. Die Gestalt des letzteren ist von dem gasförmigen Inhalte des Gefäßes *B* abhängig.

Das Collodium-Häutchen muß äußerst dünn seyn, wenn der gebrochene Zweig der Wellenoberfläche nicht gegen den reflectirten an Deutlichkeit zurücktreten soll. Folgendes ist das Verfahren, welches ich befolge, um in wenigen Minuten die dünnsten Häutchen über *v v* auszuspannen, wie sie auf künstlichem Wege vielleicht erzielt werden können. Gutes Collodium wird auf mindestens das 10fache mit Aether verdünnt, die Lösung reichlich und gleichmäßig auf eine reine Spiegelglastafel gegossen und darauf der Ueberschuss sofort wieder zum Abfliessen gebracht. Nachdem das Zurückbleibende zu einem unsichtbaren Ueberzuge eingetrocknet ist, vollführt man auf der Platte in der Nähe des Randes einen Strich mit einem scharfen Messer und läßt aus einer Spritzflasche destillirtes Wasser auf diesen Strich am Umfange der Platte fließen, während dieselbe horizontal liegt. Das Wasser zieht sich unter die kaum getrocknete Haut, welche nun prächtig schillernd auf dem Wasser schwimmt. Alsdann wird der ebene, obere Rand des Kastens *B* leicht angefettet und umgekehrt auf die trockene Mitte des schwimmenden Häutchens aufgedrückt. Durch reichlichen Wasserzufluß von den Seiten her gelingt es leicht, das an dem fetten Rande anklebende Häutchen unbeschädigt abzuheben. Man erhält auf diese Weise Häutchen, welche vermöge ihrer geringen Dicke die brillantesten Interferenzfarben erster Ordnung zeigen; bei einiger Vorsicht ist die Färbung sogar ziemlich gleichförmig auf der ganzen Membran. Diese Häutchen sind so zart, daß sie schon bei einem unvorsichtigen Hauch oder zu rascher Bewegung des Gefäßes reißen. Etwa anhaftende Wassertropfen lasse man durch freiwillige Verdunstung verschwinden, da keine Entfernung durch mechanische Mittel ohne Zerstörung des fragilen Gebildes möglich ist. Desgleichen muß bei der Füllung des Kastens *B* mit irgend einem Gase sehr vorsichtig verfahren werden, damit nicht durch Druckdifferenzen eine Zersprengung stattfinde.

Die Versuche gelingen mit überraschender Vollkommenheit. Fig. 6 und 7 Taf. II zeigen zwei entgegengesetzte Fälle, ersteren bei Anwendung von Kohlensäure, letzteren bei Wasserstoffgas. $p q$ ist die trennende Membran, oberhalb welcher die Wellenerregung in Luft stattfindet. Beim Wasserstoffgas Fig. 7 ist auch die Einwirkung der Totalreflexion auffällig. Der reflectirte Zweig erscheint häufig an den beiden Enden (bei p und q) viel stärker schattirt, als in der Mitte bei t , weshalb es namentlich bei den gröfseren Sphäroiden den Anschein hat, als ob das Mittelstück ganz fehle¹⁾. An den Seiten ist nämlich der Einfallswinkel der Impulse so grofs, dass Totalreflexion eintreten kann. Der gebrochene Zweig x ist daher auch selten bis zu seinen Enden deutlich zu verfolgen. Er erscheint breiter und verschwacher, als die Welle in der Luft, wegen der vergrößerten Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Ueberhaupt gehört die Refraction in Wasserstoffgas schon zu den schwierigsten Objecten, und kann daher recht wohl zur Prüfung eines guten optischen Apparates dienen. Das gewöhnliche Steinkohlen-Leuchtgas lässt ebenfalls aus der Gestalt des gebro-

1) Dieses scheinbare Fehlen des Mittelstückes der Curven lässt auch noch eine andere Annahme zu, nämlich die Annahme, dass an dieser Stelle eine Umkehr in der Schattirung eintritt, welche optisch einen ähnlichen Erfolg haben kann. Mit Rücksicht auf den von der Theorie geforderten Unterschied zwischen der Reflexion an der Gränze dichterer und weniger dichter Medien ließe sich in der That etwas Derartiges erwarten. Ich habe in dieser Richtung jedoch vorläufig die Versuche nicht weiter verfolgen können, da, um bei momentanen Gesichtseindrücken über Schattenverhältnisse urtheilen zu können, diese sehr stark hervortreten müssen, was bei den an Gasen reflectirten Zweigen um so weniger der Fall war, als die ursprüngliche Lufterregung schon an und für sich eine wenig intensive war. Um die Versuche mit Funken der leydener Flasche zu wiederholen, müssen stärkere Häutchen von gerade passender Dicke ausprobirt werden. Dass die obigen Häutchen nur für die schwachen Funken der Elektrisirmaschine taugen, bei Flaschenfunken aber reissen, versteht sich von selbst. Da die vorliegenden Mittheilungen mehr den Zweck haben, den Zusammenhang der optischen Erscheinungen am Funken zunächst ins Klare zu bringen, so will ich auf den eben berührten Gegenstand bei späteren Beobachtungen eingehen.

chenen Zweiges auf eine grössere Geschwindigkeit der Stoßfortpflanzung, verglichen mit Luft, schliessen, obgleich für reines ölbildendes Gas das Gegentheil zu erwarten ist. (Dulong.) Bei allen diesen Versuchen ist es vortheilhaft, die wirksame Kante des Analysator-Diaphragmas parallel zur brechenden Membran zu stellen.

Zustandekommen des optischen Bildes.

Aus den Fig. 2, 3, 4, 5, 6 und 7 Taf. II ist ersichtlich, dass der Anblick der Sphäroide ungefähr der eines schattirten Wulstes ist, welcher einen scheinbar ebenen Theil des Gesichtsfeldes in gewissem Abstande von der Funkenbahn umspannt. Dass die Schattirung des äussersten Randes auf eine Verdichtungszone hinweist, wurde bereits oben hervorgehoben. Dass ferner die Dichtigkeit nach der Funkenbahn hin zunächst wieder abnimmt, ist ebenfalls aus dem Bilde zu erkennen. Man würde jedoch sehr irren, wenn man die Gränzen der bewegten Luftmasse mit jenen des optischen Bildes verwechseln wollte. Das Bild bezeichnet ohne Zweifel den geometrischen Ort derjenigen Punkte, in denen der rascheste Uebergang der Dichtigkeit aus einem Werthe in den anderen stattfindet. Es sind dies diejenigen Punkte, welche gleichzeitig den ersten Impuls in kürzester Entfernung von der Funkenstrecke empfangen. Minder schroffe Uebergänge oder Schwankungen der Dichte können recht gut im Verlaufe der ganzen Bewegungerscheinung vorkommen, ohne optisch auffällig zu werden. Dass aber das optische Bild von einer Wellenerscheinung herrührt, kann nach dem Voraufgeschickten nicht bezweifelt werden. Ebenso wenig glaube ich bezweifeln zu dürfen, dass dieselbe Luftwelle bei den mit den elektrischen Funken verknüpften Schallempfindungen betheiligt ist. Eine Aenderung des optischen Bildes konnte auch dann nicht bemerkt werden, als die Intensität des Schallfunkens sehr gesteigert wurde. Verbindet man in Fig. 9 Taf. I die Leitung Qp bei k mit der inneren Belegung einer zweiten Flasche F (siehe die punctirten Linien), die äussere Belegung derselben aber

mit E , so wird sich durch die Thätigkeit von Q zunächst F laden, dann wird eine Entladung über ed stattfinden, welche eine sofortige Ladung von F und eine zweite Entladung über ab zur Folge hat. Man sieht bei dieser Combination die Sphäroïde weit unsicherer und seltener auftreten, als vorher; sie sind sehr stark schattirt, aber ganz übereinstimmend mit den obigen Figuren, obgleich in diesem Falle die Verdichtungsstöfe so stark sind, daß leichte Körperchen in der Nähe des Schallfunkens fortgeschleudert werden.

Ein Interferenzversuch mag hier erwähnt werden. Ich entfernte aus der Anordnung Fig. 9 Taf. I den Entlader $pedq$ und schaltete statt dessen eine Leitung solcher Beschaffenheit ein, daß der Schallfunkens zwei Unterbrechungsstellen zu durchschlagen hatte. Beide waren so angebracht, daß sie vom Analysator gesehen an entgegengesetzten Seiten außerhalb des Sehfeldes fielen. Die Leitungsdrähte waren so gekrümmt, daß das Gesichtsfeld ganz frei war. In diesem Falle entstehen zwei Wellen von fast genau gleicher Ausbildung, welche sich im Gesichtsfelde begegnen. Bei einiger Geduld sieht man nun bei dem wandelbaren Durchmesser alle möglichen Stadien des Ineinandergreifens beider Sphäroïde. Die Kreuzungspunkte der Verdichtungszonen erscheinen durch Interferenz sehr stark markirt, nirgends bemerkt man jedoch eine Unterbrechung oder Schwächung der beiden Ringe, ein Beweis, daß das Bild einem raschen Wechsel der Dichte, der durch die gekrümmte Gestalt der Wellenoberfläche sichtbar wird, entspricht. Wenn die beiden Verdichtungszonen sich gerade gegenseitig durchschritten haben, so hat vielmehr die Erscheinung das Ansehen von Fig. 8 Taf. II.

Die später zu erörternde allmähliche Veränderung, welche der Funkenmantel gleich nach der Entladung zeigt, spricht für einen sehr raschen Verdichtungsimpuls. Alle dahin schlagenden Erscheinungen lassen sich durch die Annahme genügend erklären, daß der vom elektrischen Funken getroffene Luftfaden, während er auseinander gesprengt wird,

sich gleichzeitig so stark durch die Entladung erhitzt, dass die Lufttheilchen eben durch die Erhitzung längere Zeit in einer Dilatation verharren, ohne die Tendenz, in ihre alte Lage eben so schnell zurückzukehren. Außerdem findet auf der Funkenbahn nach der Entladung noch eine zweite Bewegung statt, welche mit der Luftwelle nichts zu thun hat. Die Erhitzung wirkt also gewissermassen wie ein Widerstand, welcher dem Impulse folgt und die Theilchen in der rückgängigen Bewegung verzögert. Die betreffenden Beobachtungen am Funkenmantel sollen später nachgetragen werden.

Ich weiss den Vorgang, der die optischen Erscheinungen am Funkenmantel begleitet, nicht besser als durch ein Bild zu charakterisiren. Die Luft verhält sich gewissermassen wie eine Spiralfeder, deren Schwere außer Betracht gelassen werden kann. Denkt man sich eine solche Feder nach einer Seite begränzt, nach der anderen aber ins Unendliche fortlaufend, so wird eine elektrische Entladung etwa mit dem Falle vergleichbar seyn, dass das Ende der Spirale plötzlich in der Richtung derselben eine Verschiebung erfährt, welche erst ganz allmählich mit der voraufgegangenen Lage vertauscht wird. Obgleich dieses Bild selbststrendend nur annähernde Geltung haben kann, so dürfte doch aus der Betrachtung der optischen Erscheinung unzweideutig hervorgehen, dass die Luftwelle des elektrischen Funkens *nicht aus dem heftigen Zusammenfahren der durch den Funken auseinandergeschleuderten Luft entsteht*, wie es leicht angenommen werden könnte, dass vielmehr ein sehr kurzer Verdichtungsimpuls dasjenige hervorruft, was das Ohr bei der elektrischen Entladung empfindet. Die Kürze und Intensität dieses Impulses sind das, was das Phänomen so deutlich sichtbar macht.

Abhängigkeit des Wellenbildes von der Art der Entladung.

Die Projectionen der Sphäroïde bilden im Sehfelde Ringe, welche nach außen hin merkwürdig scharf begränzt sind; nach innen verläuft die Schattirung viel undeutlicher, wie

aus allen Figuren zu ersehen ist. Man könnte nun einen Zusammenhang zwischen der Breite des schattirten Ringes und der Dauer des durch den Funken in der Luft bewirkten Verdichtungs-Impulses vermuthen. Nach dem Vorhergehenden ist ersichtlich, dass schon aus optischen Gründen nicht unmittelbare Schlüsse aus dem Bilde gezogen werden dürfen. Es wirken nämlich bei dessen Ausbildung mehrere Factoren zusammen. Setzt man z. B. voraus, dass sich jedes Sphäroid optisch wie eine Hohlkugel verhalte, deren Wandung eine gewisse Dicke und einen grösseren Brechungsindex als Luft besitzt, so lehrt eine einfache, mathematische Betrachtung des Strahlenganges, dass unter allen Umständen der kreisförmige, schattirte Ring, welcher sich in Schlierenapparate projicirt, nach innen breiter erscheinen muss, als die Wanddicke der Hohlkugel. Ferner darf die Dauer des Beleuchtungsfunkens nicht ganz außer Acht gelassen werden, da sich während derselben die Welle immerhin um eine gewisse Strecke im Sehfelde fortpflanzt. Dies zeigt sich auch deutlich, wenn man die Schlagweite $a b$ und die Capacität der Flasche F Fig. 9 Taf. I sehr vergrößert, wodurch die Entladung daselbst eine merkliche Dauer erhält. Es erscheinen alsdann allerdings nur sehr selten vereinzelte Wellen. Dieselbe sehen in der That an der äusseren Gränze verwaschener aus, etwa wie in Fig. 5 Taf. II. Auf die Veränderung des optischen Bildes durch eingeschaltete Widerstände werde ich später noch zurückkommen. — Endlich ist aus rein mechanischen Gründen eine allmähliche Verflachung der Welle, wenn der Ausdruck zulässig ist, nicht allein wegen des Fortschreitens auf immer ausgedehntere Luftsphären, sondern auch wegen der auf den ersten Impuls folgenden seitlichen Stofscomponenten vorauszusetzen. Da her nimmt das Wellenbild bei grösserem Abstande vom Funken an Deutlichkeit mehr und mehr ab. Eine Messung mit Hülfe einer im Gesichtsfelde neben dem Schallfunkens aufgestellten Skale ist aber selbst schätzungsweise fast illusorisch, weil die Ringe, wie schon erwähnt, nach innen

stets so undeutlich begränzt sind. Einige Punkte sind jedoch bei der Beobachtung ohne Weiteres auffällig.

1) Zunächst erscheinen die Ringe breiter bei gesteigerter Intensität der Schallfunkens. Dies mag einerseits seinen Grund in dem immerhin begränzten optischen Vermögen des Apparates haben, so dass bei gröfsen Dichtigkeitsunterschieden im Sehfelde mehr und mehr Punkte in den Bereich der wahrnehmbaren Schattirung gezogen werden; andererseits mag auch in manchen Fällen und bis zu gewissem Grade die gesteigerte Entladungsdauer bei der Verbreiterung des Bildes mitbeteiligt seyn. Vergleicht man das Phänomen bei gleicher Grösse, je nachdem es mit grösser, eingeschalteter Funkenflasche *F* oder mit dem bloßen Funken vom Conductor der Influenzmaschine bei 15 Millm. Schlagweite, oder mit demselben Funken bei 6 Millm. Schlagweite erzeugt wird, so gewahrt man eine successive Abnahme der Ringbreite. Sie wurde beziehungsweise zu 7, zu 4 und 2 Mm. geschätzt.

2) Das Phänomen entsteht ausschliesslich durch diejenigen Entladungsarten, welche das bloße Auge als eine fadenförmige Funkenentladung erkennt, selbst wenn der hörbare Schall sehr schwach ist. Zu dieser Entladungsart sind auch die Funken zu rechnen, welche bei grösser Schlagweite stark verästelt und mit mattem Licht bei *ed* Fig. 9 Taf. I überspringen und sich im Ansehen schon entschieden zur eigentlichen Büschelentladung neigen. Die Ringe sind hier sehr dünn und unregelmässig.

Am besten erkennt man die Zusammengehörigkeit des Wellenphänomens mit dem Fadenfunken in einem Falle, bei welchem zwei Entladungsarten unmittelbar auf einander folgen, beim Funken des Inductionsapparates. Wird ein solcher bei *Q* Fig. 9 Taf. I in der oben erwähnten Weise zur Wirksamkeit gebracht, so sind bekanntlich die Funken bei *ed* dem Ansehen nach von denen der Elektrisirmschine sehr verschieden. Ein hellerer Faden erscheint von einer matt glimmenden Hülle umgeben, und es ist bekannt, dass der Fadenfunken der 2. Entladungsart vorausgeht. Je nach-

dem nun die Schlagweite variirt, ist die eine oder die andere Entladungsart ausgebildeter. Bei grosser Schlagweite verschwindet die Hülle zum großen Theil; die Wellen erscheinen alsdann so stark, als beim Funken vom Conductor der Elektrisirmaschine. Umgekehrt verwandelt sich der Inductionsfunken bei kleiner Schlagweite (1 bis 3 Millm.) und spitzen Elektroden in ein breites Lichtwölkchen, in dem das Auge kaum noch einen centralen, helleren Faden unterscheidet, während das Ohr ebenso undeutlich den Schall vernimmt. Der Schlierenapparat constatirt jedoch noch immer das Vorhandenseyn der äußerst zarten Reifen von unschätzbar kleiner Breite, selbst wenn dieselben an Gröfse das ganze Sehfeld umspannen. In einem solchen Falle dauerte die Gesamtentladung des Oeffnungsstromes, wie eine Messung mit dem rotirenden Spiegel lehrte, etwa 0,0083 Secunden. Der Inductionsfunken erschien im Spiegel als breites Band, welches mit einer unmefbar schmalen, hellen Linie dem Bilde des fadenförmigen Funkens anfangt. An dieses schloß sich ein langer, leicht messbarer, matter Schweif, welcher durch die lichtblaue Färbung der negativen Seite bewies, daß er der Glimmlicht-Entladung angehörte. Hier war also der Fadenfunken im Verhältnis zu der darauf folgenden Entladungsart unmefbar kurz von Dauer. (Die Dauer müfste aus dem Bilde der Welle im Schlierenapparat zu schließen ebenfalls ungeheuer klein seyn.) Jedenfalls aber erkennt man aus der Uebereinstimmung des Spiegelversuchs mit dem Wellenbilde, daß nur die Entladungsart des fadenförmigen Funkens mit dem Wellenphänomen etwas zu thun hat.

Es ist schliefslich selbstredend, daß man die Wellen auch in grösserer Ausbildung, wenn auch nur stückweise, beobachten kann, falls man den Schallfunken in einiger Entfernung außerhalb des Gesichtsfeldes wirken läßt und die bewußte Zeitdifferenz zwischen Wellenerregung und Beleuchtung passend zu reguliren sucht.

IV. Bemerkung über die Zeitdifferenz zwischen den Funkenentladungen in zwei Luftstrecken, welche in ein und derselben Leitung hinter einander angebracht sind.

So wenig nach dem Vorhergehenden aus dem optischen Bilde der Wellensphäroïde auf die Zeitspanne des Luft-Impulses mit Zuverlässigkeit geschlossen werden kann, so sicher ist es, daß der Durchmesser der beobachteten Luftwelle (besser gesagt der Abstand der Welle vom Schallfunkens) ein Maßstab für die Zeitdifferenz zwischen den beiden beteiligten Funkenentladungen ist.

Man stelle sich vor, daß in Fig. 2 Taf. II ein Glasstreifen mit einer Theilung in geringer Entfernung vor oder hinten den Schallfunkens so aufgestellt sey, daß die Skale der Richtung hk , also senkrecht zur geradlinigen Funkenbahn im Fernrohr gesehen werde, so wird man an der Skale den senkrechten Abstand ba , $b'a$ oder $b''a$ ermitteln können. Es ist dies zwar insofern nicht leicht, als der Durchmesser der Sphäroïde von Funken zu Funken wechselt, so daß das Auge beim jedesmaligen Aufblitzen des optischen Bildes nicht vorher weißt, an welcher Stelle des Sehfeldes sich die Welle befinden wird. Allein man findet bald nach den ersten Entladungen, daß bei gegebenen, ungeänderten Verhältnissen (Schlagweite, Flaschengröße etc.) der Durchmesser bei weitem der meisten Wellensphäroïde in ziemlich engen Gränzen schwankt. Weißt man somit ein für alle Male, auf welchen Punkt der Theilung der Funken a trifft, so hat das Auge sich nur in einer gewissen Gegend der Skala zu orientiren, um bei den meisten Sphäroïden den Theilstrich zu bemerken, bei dem die Wellenoberfläche einschneidet. Der äußere Rand des optischen Bildes ist, wie schon bemerkt, so merkwürdig scharf, daß man manchmal kaum über einen Theilstrich in Zweifel seyn kann. Setzt man die Geschwindigkeit der Stofsortpflanzung in Luft = 333 Mtrs. voraus, so erhält man also die Zeitdifferenz zwischen dem Eintritt eines jeden Schallfunkens und dem Beleuchtungsfunken, indem man den senkrechten Abstand der

Wellenoberfläche vom Schallfunkens, ausgedrückt in Millm., multiplizirt mit der Zahl 0,000003.

Legen wir nun bei unserer Betrachtung nochmals die durch Fig. 9 Taf. I gegebene Anordnung der leitenden Verbindung zu Grunde, so erkennt man schon bei einigen rohen Vorversuchen, dass zwischen der mittleren Grösse der Wellensphäroïde und der Flasche *F* einerseits und der Schlagweite bei *ab* andererseits ganz unverkennbar eine Beziehung stattfindet, wenn man einen der beiden Factoren willkührlich ändert. Es tritt diese Beziehung bei der vorliegenden, höchst einfachen Combination viel auffälliger zu Tage, als bei dem viel complicirteren Falle, mit dem ich es bei meinen älteren Beobachtungen unter Anwendungen des Inductionsapparates zu thun hatte. Es musste mich daher freuen, die Beziehungen, welche ich am genannten Orte Seite 33 bis 45 bereits andeutete, im Allgemeinen vollkommen bestätigt zu finden. Beginnen wir mit dem einfachsten Falle:

1) Es sey in Fig. 9 sowohl die Flasche *F'* als auch die zugehörige Leitung entfernt, desgleichen durch Lösung der Verbindung *cc'* die Flasche *F* gänzlich ausgeschaltet, so wird eine einfache Funkenentladung vom Conductor über *ed* und *ab* stattfinden. Die Schlagweite *ed* sey constant = 15 Millm. vorausgesetzt, die Funkenstrecke bei *ab* sey dagegen sehr klein. Lässt man nun *Q* sehr langsam wirken, so wird man, bevor noch bei *ed* ein Funken übergeht, zwischen *ab* einen oder mehrere schwache Fünkchen bemerken, welche offenbar die in der isolirten Leitung *qcb* abgestossene Influenz-Elektricität der zweiten Art ableiten. Ist endlich auf *e* die Dichte hinreichend gross, so dass eine Entladung zwischen *ed* stattfindet, so bemerkt das Auge auch zwischen *ab* einen starken Funken, der die voraufgehenden an Helligkeit weit übertrifft, da er ja die Ladung des ganzen Conductors der Maschine abführt. Es ist nun zunächst leicht durch die Beobachtung zu constatiren, dass, wenn man im Analysator an dem Funken *ed* irgend ein Phänomen sieht, dies stets durch die Beleuchtung des letzten

Hauptfunkens bei *ab* und nicht durch die voraufgegangenen Influenzfunkens entsteht. Man erkennt dies leicht bei hinreichend langsamem Gange der Maschine.

Man erkennt ferner, und dies ist besonders hervorzuheben, dass das Erscheinen von Wellen am Schallfunkens nur abhangig ist von der Form der Elektroden bei *ab*. Es ist nur dann namlch am Schallfunkens etwas zu bemerken, wenn die Elektroden des Illuminators so beschaffen sind, dass hier eine Anordnung der Elektricitat nach Art der Flaschenentladung möglich ist. Diese Thatsache, so wenig sie theoretisch mit Bestimmtheit vorgezeichnet war, lässt sich auch durch Anwendung des Inductionsfunks unzweifelhaft constatiren. Wurden bei *ab* anstatt der Kugeln sehr schlanke Spitzen oder dünne Drähte auf dem Funkenmikrometer befestigt, so war bei 0,1 bis 2,0 Millm. Abstand derselben an dem Schallfunkens gar nichts zu bemerken. Da man aber das optische Phänomen schon in den allerersten Stadien seiner Ausbildung sehr gut erkennt, selbst wenn dasselbe auch den Funken gewissermafsen wie ein glatter Cylinder von nur 1 Millm. Durchmesser umgibt, so folgt, dass in diesem Falle die Zeitdifferenz zwischen Schall- und Beleuchtungsfunkens noch nicht 0,0000015 Secunden betrug. Bei den gewöhnlichen Kugeln des Funkenmikrometers (von 15 Millm. Durchmesser) zeigten sich nur zuweilen cylindrische Wellen von 3 bis 5 Millm. Durchmesser. Wurden aber als Entladerkugeln bei *ab* solche von 30 Millm. Durchmesser mit 1 Millm. Schlagweite gewählt, so zeigten sich schon regelmäsig Wellen, allerdings meistens von nur wenigen Millimetern Durchmesser. Einige seltene erreichten jedoch eine Ausbildung bis zu 10 und 12 Millm. In gleichem Sinne spricht der folgende Versuch. Benutzte man als Elektroden bei *ab* 0,8 Millm. dicke Drähte, deren stumpfe Enden sich unter Oel auf 0,6 Millm. gegenüberstanden, so sah man sehr regelmäsig kleine Wellen von 2 bis 6, zuweilen 10 Millm. Durchmesser. Hier ermöglichte ohne Zweifel die isolirende Beschaffenheit des Oels vor der Entladung eine Anhäufung an den gegenüberstehenden Drahten-

den, wie sie in Luft nur bei grösserer Ausdehnung der gegenüberstehenden Elektrodenflächen möglich ist.

2) Sehr deutlich spricht sich der Einfluss der vorherigen Ansammlung auf einer grösseren Oberfläche dann aus, wenn man durch Verbindung von *c* mit *c'* die Flasche *F* einschaltet. Hierbei ist man gleichzeitig im Stande, den Einfluss der Schlagweite *ab* bei constantem Condensator zu verfolgen. Von mehreren Versuchsreihen, welche in dieser Richtung unternommen wurden, theile ich im Folgenden nur eine mit, da aus ihr der Zusammenhang deutlich genug hervorgehen dürfte. Die Quecksilberflasche *F*, welche einen Condensator von veränderlicher Oberfläche darstellt, konnte zur Verstärkung ihrer Wirkung mit mehreren ähnlichen Flaschen zu einer kleinen Batterie vereinigt werden. Ich wählte zu diesem Zwecke mehrere Reagensgläser, deren jedes

einen äusseren Durchmesser = 15 Milm.,

eine totale Höhe = 160 Milm.

und eine Dicke der Wand = 0,4 Milm.

besaß. In der folgenden Tabelle ist als Einheit für die bindende Oberfläche ein solches Reagensglas verstanden, wenn es innen und außen bis zu $\frac{1}{4}$ der Höhe mit Quecksilber umgeben war. Eine halbe Füllung bedeutet also 2 Einheiten etc. Der Condensator erhält auch hier durch Influenz schon eine sehr schwache Ladung, bevor noch der Schallfunkenspringt. Aber diese Ladung ist bei allen Versuchen so gering, dass vor dem eigentlichen Beleuchtungsfunkenspringen im Illuminator keine Entladung stattfindet.

Im Illuminator wurden Entladungskugeln von 15 Milm. Durchmesser benutzt, die Schlagweite daselbst wurde successive verändert. Der Schallfunkensprung zwischen Kugeln von 12 Milm. Durchmesser über und hatte 15 Milm. Schlagweite. Um die Spiegelbilder in den Hauptlinsen zu vermeiden, waren die Entladerkugeln *ed*, Fig. 9, axial gestellt und die Skale dicht bei *d* aufgepflanzt, so dass sie von *A* aus gesehen mitten durch die aufeinander fallenden Projektionen der Kugeln ging. Unsichtbar blieben also einerseits

die Wellen, welche kleiner als 12 Mill., andererseits diejenigen, deren Durchmesser gröfser als das Sehfeld (in diesem Falle = 95 Millm.) waren. Man kann sich aber hier über den Verbleib der Welle in keinem Falle täuschen, da man einerseits durch die Reihenfolge der Erscheinungen geführt wird, andererseits aber der in vorigem Abschnitte bereits erwähnte Funkenmantel als Controle dienen kann. Dieser nämlich zeigt nach der Entladung ebenfalls eine successive Form- und Gröfzen-Veränderung, welche noch besprochen werden soll. Bemerkt man also *keine* Wellen, so hat man nur die Kugeln *de* so zu stellen, dass man den Mantel des Funkens sehen kann, um jeden Zweifel zu lösen. Dafs bei der auffallenden Inconstanz des Durchwessers nur approximative Mittelwerthe erlangt werden konnten, versteht sich von selbst. Es wurden daher bei jedem Versuch mindestens 50 Entladungen des Illuminators abgewartet um daraus ein Mittel zu ziehen. Wenn bei einem solchen Versuch die mittlere Ausbildung der Wellen schon der Gränze nahe kommt, welche durch die Gröfse des Sehfeldes bedingt ist, so bleibt schon ein Theil der Sphäroide unsichtbar. Daher ist in der Tabelle an folgender Bezeichnung festgehalten »Sehr häufig« drückt aus, dass bei 50 Beleuchtungsfunkens mindestens 45 Wellen gesehen werden, »häufig«, dass cc. 35 bis 45, »Viele«, dass 25 bis 35, »Wenige« 10 bis 25 und »Spärlich«, dass weniger als 10 Sphäroide auf 50 Beleuchtungsfunkens kamen.

D bedeutet den Durchmesser der meisten Sphäroide eines jeden Versuchs in Millm., und *z* die daraus berechnete mittlere Zeitdifferenz zwischen Schall- und Beleuchtungsfunken in Secunden ausgedrückt. Wegen der abnormalen Beschaffenheit des vom Funken-ausgeübten Stosses bieten die Zahlen, wenn auch vielleicht keinen absoluten, so doch einen relativen Anhaltspunkt.

Schlagweite des Beleuchtungsfunkens.	Oberfläche des Condensators					
	1	2	4	8	12	
0,1 Mill.	$D < 12$ $s < 0,000018$	$D > 12$ $s > 0,000018$	$D = 15$ bis 30 $s = 0,000033$	$D = 50$ bis 80 $s = 0,000099$	$D = 50$ bis 80 $s > 0,000135$	Wenige $s > 0,000135$
0,2	$D < 12$ $s < 0,000018$	$D = 12$ bis 15 $s = 0,000020$	$D = 50$ bis 80 $s = 0,000099$	$D > 90$ $s > 0,000135$	Spärlich	Spärlich
0,3	Sehr häufig $D = 12$ bis 15 $s = 0,000020$	Häufig $D = 20$ bis 50 $s = 0,000054$	Wenige $D > 90$ $s > 0,000135$	Spärlich	Spärlich	Spärlich
0,5	Sehr häufig $D = 20$ bis 30 $s = 0,000039$	Viele $D = 50$ bis 80 $s = 0,000099$	Spärlich	Spärlich	Fast keine	Fast keine
1,0	Häufig $D = 30$ bis 60 $s = 0,000069$	Wenige $D > 90$ $s > 0,000135$	Spärlich	Spärlich	Fast keine	Fast keine
1,5	Viele $D = 60$ bis .90 $s = 0,000114$	Spärlich	Spärlich	Fast keine	Fast keine	Keine
3,0	$D > .90$ $s > 0,000135$	Fast keine	Fast keine	Fast keine	Fast keine	Keine

Obgleich ich für diese Zahlen keinen gröfsen Werth beanspruche, als es für Schätzungsresultate zulässig ist, und somit nicht daran gedacht werden kann, aus der Tabelle ein Gesetz herzuleiten, so ist dennoch die Zunahme der mittleren Zeitdifferenz zwischen Schall- und Beleuchtungsfunkens mit steigender Schlagweite des Letzteren und mit wachsender Oberfläche des Condensators deutlich zu bemerken. Folgende Bemerkungen seyen noch zum Verständniß hinzugefügt. Zunächst finden bei jeder Schlagweite und jeder Oberfläche, wenn auch selten, Ausnahmefälle statt. So wird man z. B. bei allen Versuchen, bei denen in der Tabelle »keine Wellen« vermerkt sind, finden, daß sich dennoch gelegentlich eine solche ins Sehfeld verirrt, wenn man nur Zeit und Geduld opfert, um den Versuch recht lange fortzusetzen. Desgleichen kommen bei mittleren Wellendurchmessern von 25 auch vereinzelte Fälle von 70 bis 80 Mm. vor. Auch wird man bei den ersten Abtheilungen der ersten drei Vertikal-Columnen, hin und wieder, wenn auch sehr selten, einer Entladung begegnen, welche weder Welle noch Funkenmantel besitzt, wie man bei lateraler Kugelstellung erkennt. In diesen letzten Ausnahmefällen ist also die Zeitdifferenz sicherlich kleiner als 0,0000015 Sec.

Ferner muß ich ausdrücklich hervorheben, daß, wenn man den Condensator, oder die Schlagweite im Illuminator ganz allmählich verändert, nie eine sprungweise oder periodische, sondern eine stetige Zunahme der mittleren Wellengröße beobachtet wird. Desgleichen zeigen die bei einem Einzelversuch um ihre Mittelgröße schwankenden Wellen nie eine Regelmäßigkeit oder Periodicität. Es ist dies insofern bemerkenswerth, als man mit Rücksicht auf die constante Schlagweite des Schallfunkens etwas derartiges vermuten könnte.

Bleibt dessen Schlagweite nämlich ungeändert, so ist selbstredend, daß, obwohl bei kleinem Condensator ein jeder Schallfunkens eine Entladung im Illuminator zur Folge haben kann, dies nicht mehr der Fall seyn wird bei vergrö-

sertem Condensator. Es bedarf alsdann mehrerer Funken vom Conductor der Maschine, um den Condensator soweit zu laden, bis ein Beleuchtungsfunken überspringt. Dieser correspondirt in Bezug auf die optische Wirkung mit dem letzten der Ladungsfunken, während die voraufgehenden bei der in Fig. 9 vorausgesetzten Anordnung vom Analysator aus gar nicht gesehen werden. Eine kleine Zahlenreihe genügt, um die thatsächlichen Verhältnisse zu erläutern. Es wurde bei einer bestimmten Oberfläche des Condensators und bei einer constanten Schlagweite des Schallfunkens (Ladungsfunkens) von 15 Mm. der Abstand der Entladerkugeln im Illuminator successive vergrößert. Sehr bald erreicht man die Gränze, bei deren Ueberschreitung nicht mehr jeder Schallfunkens eine Entladung des Condensators bewirkt. Diese Gränze betrug z. B. bei der Oberfläche 2 des Condensators 0,55 Mm. Von da ab bemerkt man bald je 2 Ladungsfunken auf einen Illuminatorfunken, bis auch diese bei mehr als 0,95 Mm. Abstand nicht mehr genügen usw. In folgender Tabelle finden sich für die Oberflächen 1, 2, 4 die betreffenden Schlagweiten am Illuminator, für welche gerade je 1, 2, 3 oder 4 Ladungsfunken genügen. Die laddenden Schallfunkens hatten, wie erwähnt, die constante Schlagweite von 15 Mm.:

Zahl der Ladungsfunken auf je eine Entladung des Condensators	Oberfläche des Condensators		
	1	2	4
1	1,0 Mm.	0,45 Mm.	0,20 Mm.
2	1,9	0,85	0,45
3	2,9	1,35	0,70
4	3,8	1,80	1,00

Man könnte aus diesen Zahlen eine periodische Veränderung der oben besprochenen Zeitdifferenz vermuthen. Denn fast man beispielsweise die Oberfläche 1 mit 1,5 Mm. Schlagweite in's Auge, so ist aus der Tabelle ersichtlich, dass hier schon 2 Ladungsfunken erforderlich waren. Dieselben genügen aber auch für die Schlagweite 1,9 Mm.

Man sollte daher glauben, dass der Condensator bei 1,5 Mm. Schlagweite durch 2 Funken vom Conductor gewissermaßen überladen werden müfste, und dass dieser Umstand nicht ohne Einfluss auf die obige Zeitdifferenz bleiben werde. Es müfste sich dieser Umstand jedesmal geltend machen, wenn bei zunehmender Schlagweite des Illuminators einer der Werthe in letzterer Tabelle überschritten wird. Wie schon bemerkt, konnte etwas derartiges jedoch durchaus nicht beobachtet werden, wie schon aus der ersten Vertical-Columne der früheren Tabelle ersichtlich ist. Im vorigen Abschnitt wurde erwänt, dass die Wellen sich sehr schön zeigten bei der Oberfläche 2 und 0,3 Mm. Schlagweite am Illuminator. Aus der letzten Tabelle ist ersichtlich, dass die Oberfläche 2, durch einen Schallfunken noch hinreichende Ladung erhielt, um den Schlagraum 0,45 zu durchbrechen. Also war auch hier der Condensator jedesmal für die ihm gebotene Schlagweite mehr als hinreichend geladen.

Die Schlagweite des Schallfunkens war für die fragliche Zeitdifferenz von untergeordneter Bedeutung, wenigstens war ich nicht im Stande, einen wesentlichen Unterschied in dem mittleren Wellendurchmesser zu finden, als bei mehreren Versuchsreihen die Schlagweite der Funken vor dem Haupt-Linsensystem zwischen 5 und 20 Mm. variierte. Höchstens schien bei Zunahme der letzteren eine geringe Abnahme der Wellengröße angedeutet.

3) Wenn man in Fig. 9 Taf. I außer dem Condensator F noch einen zweiten F' in der durch punktierte Linien ange deuteten Weise einschaltet, so dass zwischen ed zunächst der Entladungsfunken von F übergeht, so kann der weitere Verlauf des Stromes unter Umständen ein sehr verwickelter werden; das Auftreten der Sphäroïde ist im Allgemeinen noch viel unregelmässiger, als bei der vorherigen Anordnung. Aus den hierüber angestellten Versuchen war nur etwa Folgendes mit Sicherheit zu erkennen: War der Condensator F' in Bezug auf seine Oberfläche klein im Verhältnis zu F , so nahmen die Erscheinungen ungefähr denselben Verlauf, wie im vorigen Falle. War aber F' ebenso gross oder

größer als *F*, so wurden zwar merkwürdiger Weise noch öfters Sphäroïde gesehen. Dieselben waren aber in Auftreten und Grösse so unregelmässig, dass sie als Ausnahmefälle von der Regel betrachtet werden konnten, und dass sich keine Abhängigkeit von der Schlagweite bei *ab* constatiren lies.

Was nun endlich die theoretische Erklärung über die Ursache der vielbesprochenen Zeitdifferenz zwischen Schall- und Beleuchtungsfunkens betrifft, so kann selbstverständlich bei den ausschliesslich benutzten, kurzen Drahtleitungen von der Zeitspanne, welche die Fortpflanzung der Elektricität von *ed* bis *ab*, Fig. 9 Taf. I, (oder gar des Lichtes in umgekehrtem Sinne) erfordert, nicht die Rede seyn. Ferner muss ich hier einer Auffassung entgegen treten, auf welche man vielleicht bei oberflächlicher Betrachtung verfallen könnte. Bekanntlich wies Feddersen nach, dass die Funkenentladung einer leydener Flasche im Allgemeinen eine messbare Zeit dauert, und dass dieselbe bei sehr kurzer, gut leitender Schließung mit der Schlagweite und der elektrischen Oberfläche wächst. Im Hinblick auf die unter No. 2 dieses Abschnittes besprochene Anordnung könnte man vielleicht vermuten, der gewöhnliche Funken der Elektrisirmaschine als Schallfunkens sey im Verhältniss zum Beleuchtungsfunkens von sehr kurzer Dauer, so dass an beiden Unterbrechungsstellen die Entladung gleichzeitig beginnt, im Illuminator aber länger dauert. Es könnte dann ferner geschlossen werden, dass die länger dauernde Entladung im Illuminator etwa durch intermittirende Lichtentwickelung¹⁾ jenes optische Phänomen an dem bereits erloschenen Ladungsfunkens hervorrufen könne. Berücksichtigt man jedoch die thatsächlichen Verhältnisse, so kann an etwas Derartiges gar nicht gedacht werden. Die erste der beiden obigen Tabellen weist nach, dass bei den immerhin nur in Quadratzollen ausdrückbaren Oberflächen meiner Condensatoren und bei den winzigen Schlagweiten mittlere Zeitdifferenzen vorkommen, welche nach den Beobachtungen von Feddersen nur mit der Ent-

1) Einen eigenthümlichen Fall von intermittirender Lichtentwickelung werde ich bei der Anwendung des Inductionsfunkens besprechen.

ladungsdauer einer Batterie von 8,8 Quadrat-Fuß Oberfläche und $3\frac{3}{4}$ Mm. Schlagweite verglichen werden könnten. (Siehe Bd. 113 dieser Annalen S. 455). Auch spricht neben so manchen anderen Gründen die ungeheure Inconstanz der Wellendurchmesser schon deutlich genug gegen eine derartige Interpretation. Dafs die oscillirende Entladung unter gewissen Bedingungen, wenn man zur Erzeugung beider Funken grosse Batterien mit erheblicher Schlagweite einschaltet, das optische Bild der Welle beeinflussen und compliciren müfs, ist nicht zu bezweifeln. Allein bei meinen Versuchen konnte, wie bereits hervorgehoben, der Einfluß der Entladungsdauer nur dadurch erkannt werden, dafs bei den gröfseren Condensatoren die ringförmige Projection des Wellenbildes etwas breiter und verwaschener wurde. Man hat übrigens bei den Versuchen Gelegenheit zu beobachten, dafs unter günstigen Umständen in vereinzelten Fällen die Zeitdifferenz zwischen Schall- und Beleuchtungsfunken so gros wird, dafs sogar ein kundiges Ohr in gleichen Entfernnungen von beiden den Unterschied wahrnimmt.

Es besteht somit die Thatsache, dafs ein Condensator sich in einem ihm dargebotenen Schlagraume nicht entladet, bevor eine unter gewissen Umständen sehr mesbare Zeit verflossen ist. Dies ist erwiesenermaassen selbst dann der Fall, wenn der Condensator eine zur Durchbrechung des Schlagraumes mehr als nöthige Ladung besitzt. Soweit mir bekannt, existiren über diesen Gegenstand noch keine eingehenderen Erfahrungen. Riefs spricht an einer Stelle (Abhandlungen zu der Lehre von der Reibungselektricität, Seite 183, 209 u. 210) die Vermuthung aus: »dafs Elektroden die zu einem Funken nöthige elektrische Dichtigkeit eine geraume Zeit besitzen müssen, ehe der Funken eintreten kann.« Es stützt sich diese Annahme auf gewisse Beobachtungen bei den elektrischen Pausen und auf den sogenannten Uebergangs-Widerstand. Wenn man von diesem Ausspruche Bezug nehmen will auf die Erklärung der obigen Versuche, so bleibt nur noch der Einfluß des Condensators zu erörtern, welcher Einfluß aus dem Mitgetheilten

zweifellos hervorgeht. An die Zeitdauer, welche nöthig ist, damit die Elektricität sich auf dem Condensator anordne, kann dabei füglich nicht gedacht werden.

Indessen glaube ich, dass sich sehr leicht eine Erklärung ergiebt, welche mit keinem der obigen Versuche in Widerspruch steht, wenn man die Anordnung der Elektricität auf dem isolirten System von Leitern von *d* bis *b*, Fig. 9, Taf. I berücksichtigt. Nimmt man an, dass auf den Elektroden die zur Durchbrechung des Schlagraumes gerade nöthige Dichtigkeit eine geraume Zeit vorhanden sein muss, um gewissermaassen die Funkenentladung vorzubereiten, so lässt sich unmittelbar schließen, dass auf den Elektroden auch eine etwas höhere Dichtigkeit, als die gerade erforderliche, eine kurze Zeit vor der Funkenentwickelung verweilen kann. Zunächst hat nun von vorne herein die Voraussetzung die meiste Wahrscheinlichkeit für sich, dass, wenn überhaupt der Entladung eine gewisse Zeitdauer voraufgeht, diese wesentlich abhängen muss von der elektrischen Dichte derjenigen Flächen-elemente der Elektroden, zwischen denen der Funken entsteht. Es ist vorauszusetzen, *dass die fragliche Zeitdauer abnimmt mit zunehmender Dichte auf den genannten Flächen-theilen.*

In der That ergab sich bei obigen Versuchen, dass die kleinste Zeitdifferenz (eine unmerkliche) beobachtet wurde, als die Flasche *F* ausgeschaltet war und bei *ab* spitze Elektroden zur Anwendung kamen. In diesem Falle ist nicht allein die Gesamtoberfläche des Systems von Leitern *d p c b* am kleinsten, sondern es wird auch durch die Form der Elektrode *b* sowohl, als durch den Einfluss der Elektrode *a*, des einzigen in der Nähe befindlichen Leiters, die Dichte auf den Elektrodenspitzen vor Beginn der Entladung grösser seyn, als bei allen übrigen Versuchen.

Wurde nun die Flasche *F* eingeschaltet, so war die Zeitdifferenz sehr merklich, mochten nun die Elektroden Kugeln oder Spitzen seyn. In diesem Falle ist Folgendes zu bemerken. Die letzte der beiden mitgetheilten Tabellen beweist durch die angenäherte Proportionalität zwischen der

Zahl der Ladungsfunkens und der Gränzschlagweite, das innerhalb der Gränzen der Versuche durch jeden Ladungsfunken ungefähr eine gleiche Menge Elektricität von dem Conductor der Maschine auf den Condensator und die mit ihm zusammenhängenden Theile befördert wurde. Es gilt dies natürlich nur ausnahmsweise für die stets innegehaltenen, schwachen Ladungen des Condensators. Die durch je einen Ladungsfunken übertragene Elektricitätsmenge wird sich nun auf dem isolirten System so anordnen, dass bei weitem der überwiegende Theil sich auf F , ein verhältnissmäßig kleiner auf der Elektrode b einfindet. Man kann die zugekehrten Flächen der Elektroden gewissermaßen als zum Condensator gehörig betrachten, da a mit h und b mit c communicirt. Die Entladung kann nicht eher eintreten, bevor nicht eine gewisse Dichte auf b erreicht oder überschritten wird. Mag nun diese Gränze durch einen oder mehrere Ladungsfunkens erreicht werden, immerhin ist der plötzliche Zuwachs, den die Ladung auf der Elektrode b unmittelbar vor ihrer Entladung durch den letzten Schallfunkens erfährt, absolut genommen gering und um so geringer, je gröfser F . Es erhellt daraus einerseits, dass bei dieser Anordnung die auf den Elektroden unmittelbar vor der Funkenbildung herrschende Dichtigkeit in keinem Falle um Beträchtliches gröfser ist, als zur Ueberwindung des durch den Schlagraum gebotenen, eigenthümlichen Widerstandes gerade nöthig. Zur Erkennung des fraglichen Zeitunterschiedes sind also hier die Bedingungen besonders günstig. Andererseits erklärt sich in Uebereinstimmung mit obiger Voraussetzung die Zunahme jener Zeittauar mit wachsender Oberfläche des Condensators, weil mit dieser die Dichtigkeit auf der Elektrode oder vielmehr ihr plötzlicher Zuwachs durch den letzten Ladungsfunken abnimmt.

Der Einflus, den die Vergröfserung der einander zugekehrten Elektrodenflächen ohne Condensator hatte, ist nur eine Modification des vorherigen Falles. Sind diese Flächen gros, so wird die dem isolirten System durch einen Schallfunkens gegebene Elektricitätsmenge sich der Form und Lage

der Flächen entsprechend anordnen, und somit auf denjenigen Flächenelementen, zwischen denen der Funken auftritt, um so weniger Elektricität vorhanden seyn, je grösser die Oberfläche der Elektroden. Ueberhaupt wird ein jeder mit der Leitung *qcb* in Verbindung gesetzte Leiter von grosser Oberfläche ähnlich wirken.

Ferner ist eine der obigen ganz analoge Schlussfolgerung in dem Falle zulässig, dass zur Hervorrufung der optischen Erscheinung die beiden Condensatoren *F* und *F'* gleichzeitig angewendet wurden, und die Capacität des letzteren im Vergleich zu ersterem gering war.

Der Umstand, dass es nicht gelang, mit zweifeloser Sicherheit einen Einfluss der Schlagweite der Ladungsfunkens zu constatiren, obgleich eine Steigerung der Letzteren eine Abnahme der fraglichen Zeitdauer zur Folge haben müfste, kann nicht als Einwand gelten. Die Werthe, innerhalb deren ich die Länge der Schallfunkens ohne Störung des regelmässigen Ganges abändern konnte, waren durch die Aufstellung, Form etc. der Apparate so beschränkt, dass die Unterschiede in der Wellenbildung offenbar innerhalb der Gränzen fielen, welche durch die unvermeidliche Inconstanz des optischen Phänomens gezogen sind. Sehr kleine Schlagweite der schallerzeugenden Funken konnte schon deshalb nicht zum Vergleich herbeigezogen werden, weil die Wellenbilder alsdann so zart wurden, dass sich die grösseren leicht der Beobachtung entzogen.

Der Einflus, den nach obigen Versuchen die Schlagweite des Illuminator-Funkens hat, ist gleichfalls eine Bestätigung der obigen Annahme, denn mit zunehmender Entfernung der Elektroden muss die Dichte auf den zugekehrten Flächenelementen abnehmen¹⁾). Desgleichen beweist der

1) Dies Letztere gilt natürlich nur unter der Annahme, dass dem isolirten System von Leitern, vom ersten bis zum zweiten Entlader gerechnet, stets die gleiche Elektricitätsmenge gegeben wird, bevor der Beleuchtungsfunken sich ausbildet, d. h. also, so lange zu jeder Entladung des Condensators nur je 1, oder je 2 Ladungsfunkens erforderlich sind. Wenn bei zunehmender Schlagweite einer der früher besprochenen Grenzwerte überschritten wird, so reicht die Erklärung allerdings nicht

Versuch, bei welchem Elektroden unter Oel zur Anwendung kamen, dass die Beschaffenheit des isolirenden Mediums, welches den Schlagraum erfüllt, von wesentlichem Einflus ist.

Im Uebrigen dürfte sich die Inconstanz der fraglichen Zeitdifferenz zur Genüge erledigen, wenn man bedenkt, dass die Elektroden durch jede Entladung eine längst bekannte Veränderung erfahren, wenn man ferner bedenkt, dass die Luft im Schlagraum nie ruhig ist, um so weniger, als sich die Entladungen rasch wiederholen. Ferner dürfte der Umstand sehr ins Gewicht fallen, dass der Funken nicht allein Luft von mittlerer Dichtigkeit, sondern auch die an den Elektroden haftende, verdichtete Luftsicht zu durchbrechen hat. Die Veränderungen in dieser Luftsicht entziehen sich unserer Wahrnehmung. Wenn man auch annehmen muss, dass diese verdichtete Glashülle schon durch die erste Entladung aufgerissen wird, so wird doch während der folgenden Funken ein fortwährender Conflict stattfinden müssen zwischen der Entladung einerseits und andererseits zwischen der Tendenz der Elektroden, sich mit einer neuen Gashülle zu überziehen, ein Conflict, dessen jeweiliges Resultat durch die fortwährenden Veränderungen der festen Oberfläche noch schwankender gemacht wird. Endlich ist darauf hinzuweisen, dass im Condensator ein Rückstand bleibt, welcher nie absolut gleiche Werthe haben kann. Ist nämlich der eigenthümliche Widerstand der Luftstrecke nicht constant, so werden auch durch zwei aufeinander folgende Entladungen nicht genau dieselben Elektricitätsmengen zum Ausgleich gebracht. In der That werden die folgenden Mittheilungen beweisen, wie unregelmäsig die Vorgänge im Funkenkanal (Temperaturveränderungen etc.) ausfallen. Daher kann auch die Dichte, welche vor jeder Entladung auf der Elektrode herrscht, nicht gleiche Werthe haben, selbst wenn in aller

aus. Man müfste dann eben eine Ungleichförmigkeit in der Veränderung der mittleren Zeitdifferenz bemerken. Diese Ungleichförmigkeiten können jedoch innerhalb der so auffälligen, unvermeidlichen Inconstanz der Zeitdifferenz liegen und somit bei den Versuchen nicht bemerkt werden.

Strenge die jedesmal zugeführte Ladung eine gleiche wäre. Man wird erkennen, daß die Summe aller dieser Einflüsse, besonders bei kleiner Schlagweite, nicht verfehlten kann, auf die in Rede stehende Zeitdifferenz bedeutend einzuwirken. Befinden sich die Elektroden unter Oel, so gelten ähnliche Rücksichten. Es tritt hiermit noch die chemische Zersetzung wahrscheinlich mit ins Spiel, so daß auch hier die Inconstanz der Wellenausbildung nichts Auffälliges haben kann. Der Gegenstand scheint mir jedoch für die Kenntniß der Entladungsvorgänge von solchem Interesse zu sein, daß er auch durch andere Beobachtungsmittel eine Bestätigung und weitere Verfolgung verdient.

III. Ueber Doppel-Influenz und die Theorie der Elektrophormaschinen; von P. Riess.

(Monatsber. d. Akad., 4. April 1867.)

Im Jahre 1854 habe ich einen Versuch angegeben auf den ich kein Gewicht legte, weil er nur lose Zusammenhang mit dem Gegenstande der Abhandlung, in der er beschrieben wurde. Eine Schellack- oder Paraffinscheibe wurde in schneller Bewegung zwischen einer elektrisierten Kugel und einer Spiritusflamme hindurchgeführt, so daß die Scheibe die Verbindungsleitung Beider normal schnitt, und dabei von der Kugel etwa 1 Fuß, von der Flamme 1 Zoll entfernt blieb. Die ganze, der positiv elektrischen Kugel zugewandte Fläche der Scheibe (Vorderfläche) war so stark negativ elektrisch geworden, daß ein gewöhnliches Elektroskop daran zu starker dauernder Divergenz geladen wurde. Die der Elektricität der Kugel ungleichnamige Elektricität konnte auf die Vorderfläche der Scheibe nicht anders als durch Influenz gekommen seyn. Dies genügte meinem Zwecke, die sonst bekannte Influenz auf Nichtleiter in auffallender Weise zu zeigen.

Faraday nahm den beiläufig gegebenen Versuch auf¹⁾, in dem er eine Stütze seiner Theorie der diëlektrischen Medien sah, und variierte ihn in verschiedener Weise. Als ursprünglich elektrisirter Körper wurde eine geriebene Guttapercha-Platte (Schuhsohle) gebraucht, die Flamme zuweilen durch eine scharfe Metallspitze ersetzt. Eine Schellack- oder Schwefelplatte wurde zwischen den elektrischen Körper und die Flamme oder Spitze gebracht und danach untersucht. Es zeigte nicht nur die Vorderfläche der Platte Elektricität, die mit der des influencirenden Körpers ungleichnamig war, sondern auch die Hinterfläche, die der Flamme oder Spitze zugewendet gewesen war. Beide Flächen waren stark elektrisch geworden mit der des influencirenden Körpers entgegengesetzten Elektricitätsart. Die Platte wurde wieder unelektrisch, wenn ihre Hinterfläche, nicht aber, wenn ihre Vorderfläche von einer Flamme bestrichen wurde. Als die Platte auf einer oder beiden Flächen mit Stanniol bekleidet war, wurden die beschriebenen Versuche mit gleichem Erfolge wiederholt. Als ferner die bekleidete Platte in die Nähe einer elektrisirten Kugel gebracht und ihre Hinterfläche ableitend berührt war, wurde die Platte vollständig geladen, wenn auch die Influenz der Kugel nur die kürzeste Zeit gedauert hatte.

Ich konnte den aus diesen Versuchen auf die Influenz gezogenen Schlüssen nicht beistimmen und erklärte den elektrischen Zustand der isolirenden Platte als Folge einer sehr zusammengesetzten Wirkung²⁾), der Influenz nämlich, welche die Platte erfahren, der Influenz, welche die Flamme erfahren, der Mittheilung von Elektricität von der Flamme zur Hinterfläche der Platte und endlich der Influenz, welche die Vorderfläche auf die Hinterfläche ausübte. Nach dieser Ansicht waren die erwähnten Versuche viel zu verwickelt, um Aufklärung der Theorie der Influenz zu versprechen; sie haben aber vor Kurzem ein großes praktisches Interesse erhalten, so dass es mir nöthig scheint, sie der Vergessenheit zu ent-

1) *Philosoph. Magaz.* 11. p. 3—9 (1856).

2) *Philosoph. Magaz.* 11. 16.

ziehen und weiter ausbilden. Die mehrfache Influenz nämlich spielt die Hauptrolle bei den *Elektrophormaschinen*, die mit Recht die allgemeine Aufmerksamkeit erregt haben, und eine klare Einsicht in die Wirkungsweise dieser Maschinen und ihre Classificirung wird nur möglich, wenn jene Versuche hinzugezogen werden. Ich will zuerst die Erscheinung für sich selbst betrachten und dabei, des angegebenen Zweckes wegen, statt der Flamme, nach Faraday's Vorgange, scharfe Metallspitzen gebrauchen, und dann die Theorie der vorzüglichsten der bisher ausgeführten Elektrophormaschinen angeben. Es braucht wol kaum bemerkt zu werden, dass durch die Zurückführung der Theorie dieser Maschinen auf früher veröffentlichte Versuche das Verdienst ihrer Erfindung nicht geschmälert wird.

Die Doppel-Influenz.

Zwei isolirte Körper, von welchen der eine elektrisiert worden, seyen einander nahe aufgestellt. Ihre Form sey durch Drehung um eine gemeinschaftliche Axe entstanden, und ein Kreisstück der Oberfläche des neutralen Körpers um den Punkt, wo sie von der Axe dem elektrischen Körper zunächst geschnitten wird, heisse die *Vorderfläche*, ein Kreisstück um den zweiten Schneidungspunkt die *Hinterfläche* des Körpers. Im neutralen Körper sind durch die Nähe des elektrischen Körpers zwei Elektricitäten in gleicher Menge erregt worden, die Influenzelektricität erster Art, die mit der Elektricität des erregenden Körpers ungleichnamig ist, und die Influenzelektricität zweiter Art, die mit ihr gleichnamig ist. Ich will die Influenzelektricität erster Art, wo kein Mißverständniß zu fürchten ist, kurz die *ungleichnamige*, die Influenzelektricität zweiter Art die *gleichnamige* Elektricität nennen. Durch Influenz wird die Vorderfläche des neutralen Körpers mit ungleichnamiger, die Hinterfläche mit gleichnamiger Elektricität versehen, und beide Elektricitäten verschwinden, wenn die Influenz nach kurzer Zeit ohne Vorsicht aufgehoben wird. Mit Anwendung solcher Vorsicht lässt sich die eine und andre Elektricitätsart dem

neutralen Körper nach Aufhebung der Influenz erhalten. Es geschieht Dies durch eine leitende Spitze, wenn der erregte Körper aus leitendem Stoffe besteht. Eine in der Richtung der Axe an der Vorderfläche angebrachte Spitze erhält dem Leiter die gleichnamige Elektricitätsart, eine an der Hinterfläche angebrachte Spitze die ungleichnamige. Noch leichter lässt sich im Leiter die ungleichnamige Elektricität erhalten, wenn man ihn während der Influenz ableitend berührt.

Diese einfachen Mittel sind nicht anwendbar, wenn der erregte Körper aus isolirendem Stoffe besteht. Nur wenn man eine stärkere Influenz und eine längere Zeit gebrauchen darf, ist die ungleichnamige Elektricität im Ueberschus auf dem Isolator einfach zu erhalten, indem von ihr durch Zerstreuung in die Luft weniger verloren geht, als von der gleichnamigen Elektricität. In jedem andern Falle muss hierzu ein zusammengesetztes Verfahren befolgt werden.

(1). Die eine Kreisfläche einer $5\frac{1}{2}$ Linien dicken, 4 Zoll 7 Lin. breiten Scheibe aus Paraffin, das gut isolirte, wurde mit Stanniol bekleidet. Vor ihrer nackten Fläche, ihr parallel, wurde in 1 Zoll Entfernung eine mit Pelzwerk geriebene Hartkautschuk-Platte ($6\frac{1}{4} \times 5\frac{1}{4}$ Zoll) gehalten, die Stanniolfläche momentan ableitend berührt, die erregende Platte entfernt, die Stanniolfläche wiederum ableitend berührt, und darauf die Scheibe untersucht. Auf ihre Paraffinfläche wurde eine Probescheibe (von 10 Lin. Durchmesser aus dem dünnsten Kupferblech, das an einem Glasstäbe befestigt war) gesetzt, ableitend berührt, isolirt abgehoben und an einem Säulenelektroskop geprüft. Gab das Elektroskop negative Elektricität an, so war die untersuchte Stelle der Paraffinscheibe positiv elektrisch, und negativ, wenn das Elektroskop positive Elektricität angab. Die Stanniolfläche wurde durch einfache Berührung derselben mit der Probescheibe untersucht. Nach der angegebenen Erregung der Paraffinscheibe fand sich ihre nackte Fläche an allen untersuchten Stellen positiv elektrisch, am schwächsten in ihrer Mitte, die bekleidete Fläche unelektrisch. Die erregende Platte war

negativ elektrisch gewesen. Es war also hier durch Influenz auf der Vorderfläche einer isolirenden Scheibe die ungleichnamige Elektricität erregt und ihr erhalten worden. Sie war 25 Minuten nach der Erregung noch sicher zu bestimmen, war aber auch anfangs nur schwach, da die erregende Platte nicht stark elektrisiert werden durfte, damit nicht ihre negative Elektricität auf die Paraffinfläche überginge. Zur sichern Bestimmung der Elektricitätsart wurde deshalb das Goldblatt des Säulenelektroskops durch ein mit Fadenkreuz versehenes Mikroskop von geringer Vergrößerung beobachtet.

(2). Die nackte Fläche der einseitig mit Stanniol bekleideten Paraffinscheibe wurde unter Berührung der Stanniolfläche, der Influenz der geriebenen Kautschukplatte ausgesetzt, diese alsdann entfernt und die Scheibe untersucht. Es konnte Dies mit einem gewöhnlichen Goldblattelektroskope geschehn, an dessen Knopf horizontal ein Draht angesetzt war, der in einen vertical stehenden Ring von 3 Linien Durchmesser endigte. Eine kurze Berührung der Paraffinfläche mit diesem Ringe lud das Elektroskop zu einer Divergenz von 10 bis 45 Grad mit positiver Elektricität, die Berührung der Stanniolfläche lud es zur größten Divergenz gleichfalls mit positiver Elektricität.

In beiden Versuchen wurde also bei Näherung einer elektrisierten Platte die Vorderfläche einer isolirenden Scheibe mit ungleichnamiger Elektricität versehn, aber nur im Versuche (1) konnfe diese Elektricität von einfacher Influenz auf die Scheibe herrühren. Im Versuche (2) deutete schon die viel größere Stärke der Elektricität der Vorderfläche eine zusammengesetzte Ursache an, und diese wurde durch die gleichfalls ungleichnamige Elektricität der Hinterfläche bewiesen. Die Kautschukplatte versah durch Influenz die Paraffinscheibe mit beiden Elektricitäten, die ableitend berührte Stanniolbelegung nur mit Einer, der ungleichnamigen, aber viel stärker. Diese so elektrisierte Stanniolbelegung wirkt influencirend auf die Paraffinscheibe, giebt demnach ihrer Vorderfläche Influenzelektricität zweiter Art, die mit

ihrer eigenen gleichnamige. Wird die Elektrisirung der Stanniolbelegung aufgehoben, so verschwindet auch die durch sie hervorgerufene Elektricität der Paraffinfläche. Man kann den Erfolg des Versuches (2) einfacher erhalten, wenn man die Stanniolbelegung durch Mittheilung mit positiver Elektricität versieht; die Paraffinfläche ladet dann das angelegte Goldblattelektroskop gleichfalls mit positiver Elektricität. Noch einfacher habe ich den Versuch früher angestellt (Elektricitätslehre I, 295). Eine freistehende Schellackscheibe wurde auf einer Fläche durch Reiben mit Pelzwerk negativ elektrisiert, die nicht geriebene Fläche gab einem Elektroskope negative Elektricität. Diese Influenz der geriebenen Fläche auf die nicht geriebene bot mir ein leichtes Mittel, einen Elektrophor mit positiv elektrischem Kuchen zu erhalten. Der Kuchen wurde in die gut abgeleitete Form gelegt, mit Pelzwerk gerieben, einige Minuten stehen gelassen und umgekehrt.

Um eine isolirende Platte durch momentane Influenz dauernd zu elektrisiren, ist es nicht nöthig, eine ihrer Flächen mit einer Metallbelegung zu versehen.

(3). Ein Tförmiger Conductor aus Messing war isolirt in einer Horizontalebene befestigt. Sein cylindrischer Stamm, aus verschiebbaren Theilen bestehend, kann $4\frac{3}{4}$ bis 6 Zoll lang gemacht werden, ist am freien Ende kugelig geschlossen und $\frac{1}{2}$ Zoll dick. Sein Balken $3\frac{1}{2}$ Lin. dick, $3\frac{1}{4}$ Zoll lang, ist aufsen mit 15 äquidistanten Messingspitzen von $4\frac{3}{4}$ Linien Länge besetzt. Eine Paraffin-Scheibe von den oben angegebenen Dimensionen wurde mit ihrem Glasstiele an einem hölzernen, um ein Gelenk drehbaren Arme befestigt. Die Axe des Gelenks lag mit dem T des Conductors in derselben Ebene und stand normal auf der Verlängerung seines Balkens. Die Paraffinscheibe konnte so vertical vor die Spitzen, 2 Linien von ihnen entfernt, gebracht und schnell aus dieser Lage entfernt werden. Die in (1) erwähnte Platte aus Hartkautschuk war an einem horizontalen um eine verticale Axe drehbaren Holzarme befestigt, wurde mit Pelzwerk gerieben und der Paraffinscheibe parallel nahe

gestellt. Letzte befand sich somit zwischen den Spitzen des Conductors, mit einem Zwischenraume von 2 Linien, und der negativ elektrischen Kautschukplatte, von dieser 8 Linien entfernt. Sie wurde sogleich aufgeschlagen, nachdem die Kautschukplatte ihre Lage erhalten hatte, und auf beiden Flächen mit der kleinen Probescheibe untersucht. Hierzu war eine Kupferscheibe, grösser als die Paraffinscheibe, vollkommen abgeleitet (durch einen Draht mit den Gasröhren des Hauses verbunden), auf welche die Paraffinscheibe mit einer Fläche aufgelegt wurde. Die Elektricität der aufgelegten Fläche war daher ohne merklichen Einfluss auf die Elektrisirung der Probescheibe, die durch die obenliegende freie Fläche des Paraffins bewirkt wurde. Jede der beiden Flächen des Paraffins wurde positiv elektrisch gefunden. Die Elektricität der Vorderfläche der Paraffinscheibe war schwächer als die der Hinterfläche, aber stark genug, um mit unbewaffnetem Auge am Säulenelektroskop bestimmbar zu seyn. Ganz denselben Erfolg hatte der Versuch, als statt der Paraffin- eine Schellack-Scheibe (im Mittel $3\frac{1}{2}$ Lin. dick) eine Guttaperchascheibe ($1\frac{1}{4}$ Lin.) eine Schwefelplatte ($2\frac{1}{2}$ Lin.) eine Glasplatte (1 Lin. dick) gebraucht wurde. Mit der letzten war der Versuch weniger bequem, weil, wenn die Luft nicht sehr trocken war, das Glas erwärmt und die Prüfung schnell nach der Erregung vorgenommen werden musste. Selbstverständlich wurde jede Platte vor ihrer Anwendung untersucht, und wenn sie, was gewöhnlich der Fall war, elektrisch gefunden wurde, an einer Flamme unelektrisch gemacht. Wo der Einfluss der Reibung der Probescheibe gegen die isolirende Fläche zu fürchten war, wurde die Scheibe nicht auf die Fläche gesetzt, sondern in kleiner Entfernung darüber gehalten. Dieses Verfahren wurde zuweilen bei schwacher Erregung, durchgängig bei der Schwefel- und Guttapercha-Platte angewendet, welche letzte, sehr alt mit blauem Ueberzuge versehen, durch die geringste Reibung positiv elektrisch wurde.

Eine Platte aus isolirendem Stoffe erhält also, wenn eine ihrer Flächen in der Nähe von Metallspitzen steht, durch

einen vor die andere Fläche gebrachten elektrisirten Körper auf beiden Flächen Elektricität, die mit der dieses Körpers ungleichnamig ist. Die Elektricitätsart der Vorderfläche ist dem Princede der Influenz auf den Isolator entsprechend, und die Elektricität der Hinterfläche röhrt von der Influenz auf den Metallkörper her, wie der folgende Versuch lehrt.

(4). Die Paraffinscheibe wurde in der Entfernung von 2 Linien vor den Conductor gestellt, die geriebene Kautschukplatte 1 Zoll von ihrer freien Fläche entfernt gehalten und sogleich wieder fortgenommen. Der Conductor lud das angelegte Goldblattelektroskop mit negativer Elektricität und behielt dieselbe, nachdem die Paraffinscheibe entfernt worden. Die im Conductor erregte ungleichnamige Elektricität war also auf die isolirende Fläche übergegangen, während die gleichnamige jenem geblieben war. Somit liegt hier derselbe Zustand der isolirenden Scheibe vor, wie im Versuche (2), wo die eine Fläche derselben mit einer Metallbelegung versehen und diese durch Influenz elektrisiert war. Der Zustand wird durch die gleichzeitige Influenz der elektrisirten Platte auf den Isolator und den Metallconductor hervorgebracht, was als *Doppel-Influenz* bezeichnet seyn mag.

Die Doppel-Influenz lässt in einem aus Leiter und Nichtleiter eigenthümlich zusammengesetzten Körper drei gesonderte Mengen von Elektricität hervortreten: im Leiter die dem erregenden Körper gleichartige, auf der Vorder- und Hinterfläche der isolirenden Scheibe die ihm ungleichartige Elektricität.

Die Influenz auf die isolirende Scheibe versieht die Vorderfläche derselben mit ungleichnamiger, die Hinterfläche mit gleichnamiger Elektricität, die Influenz auf den Conductor dieselbe Hinterfläche mit ungleichnamiger Elektricität. Die Hinterfläche behält die ungleichnamige Elektricität im Ueberschus, weil die Influenz auf Metall, obgleich aus grösserer Entfernung wirkend, bisher unvergleichlich stärker war, als die auf den Isolator. Bei den beschriebenen Versuchen hatte die Influenz etwa 3 Secunden gewährt, eine

mehrere Minuten lange Dauer bringt einen andern elektrischen Zustand auf der isolirenden Platte hervor.

(5). Die Paraffinscheibe befand sich wie in (4) zwischen dem isolirten Conductor und der erregenden Kautschukplatte und wurde untersucht, nachdem sie 5 Minuten lang in ihrer Lage geblieben war. Ihre Vorderfläche war dauernd stark positiv, ihre Hinterfläche negativ elektrisch. Die beiden Flächen der Scheibe waren also, obgleich der Doppel-Influenz ausgesetzt, wie von der einfachen Influenz, entgegengesetzt elektrisch. Dafs nicht die negative Elektricität der Hinterfläche von dem Conductor herrührte, der vielleicht eine geringere Zerstreuung der Elektricität erfahren hatte, als die erregende Platte, zeigte der folgende Versuch.

(6). Der Conductor wurde entfernt, die Paraffinscheibe während 5 Minuten der Influenz der 1 Zoll von ihr entfernten Kautschukplatte ausgesetzt. Die Vorderfläche des Paraffins war positiv, die Hinterfläche negativ geworden. Bei der Wiederholung dieses Versuchs kamen Fälle vor, bei welchen nicht die ganze Hinterfläche der influencirten Scheibe negativ war, sondern nur einzelne Stellen derselben, während andere Stellen positiv waren. Da die erregte Elektricität hier durchgängig schwach war, so wurde darauf gesehen, dass die Probescheibe nicht das Paraffin berührte, sondern in geringer Entfernung darüber gehalten wurde.

Aus den Versuchen (5) und (6) folgt, dass der durch Doppel-Influenz hervorgerufene Zustand einer isolirenden Platte davon herröhrt, dass die elektrische Erregung des Metalles augenblicklich ihre grösste Stärke erreicht, während bei der Erregung eines Isolators eine längere Zeit dazu erforderlich ist. Die ungleichnamige Elektricität des Conductors erhielt in seinem Metallkamme eine so grosse Dichtigkeit, dass sie sich der Luft und durch diese der ihr nahen Hinterfläche der isolirenden Platte mittheilte. Deshalb konnte bei kurz dauernder Influenz die aus grösserer Entfernung wirkende Influenz auf das Metall die ungleichnamige Elektricität in grösserer Menge liefern, als die Hinterfläche des Paraffins die gleichnamige besaß, die Hinterfläche konnte

ungleichnamig elektrisch werden und die ungleichnamige Elektricität der Vorderfläche durch Influenz verstärken. Durch länger dauernde Influenz wurde dieser Zustand aufgehoben und der der einfachen Influenz hergestellt, welche die entgegengesetzten Flächen des Isolators entgegengesetzt elektrisch macht. Wie man aber sogleich sieht, ist Dies nur dann möglich, wenn der Conductor in Bezug auf den Isolator von geringer Ausdehnung ist. Ist er groß oder, was die Sache am klarsten macht, nicht isolirt, so ist die längere Zeit von keinem Einfluß auf den Zustand der isolirenden Platte.

(7). Die Paraffinscheibe wurde zwischen dem *vollkommen abgeleiteten* Conductor und der erregenden negativ elektrischen Platte 12 Minuten lang gelassen. Jede ihrer beiden Flächen war stark positiv elektrisch.

Ich habe die Versuche mit isolirtem Conductor möglichst einfach gehalten und weder den isolirenden Stoff der Scheibe, noch ihre Größe und Entfernung vom Conductor und der erregenden Platte geändert. Natürlich sind diese Bestimmungen von Einfluß auf den Zustand der Scheibe, dessen Berücksichtigung die schon sehr complicirten Versuche ohne besonderes Interesse noch mehr verwickeln würde. Wenn der Conductor von sehr großer Ausdehnung ist, so ist die Wirkung der Doppel-Influenz am stärksten, und man geht am sichersten sich des abgeleiteten Conductors zu bedienen, wenn man die Erscheinung der Doppel-Influenz auf eine beliebige Scheibe und bei kleiner Entfernung derselben von Conductor und erregender Platte nachweisen will. Selbstverständlich kann die Ableitung des Conductors dadurch ersetzt werden, daß in dem isolirten Conductor die in ihm nach der Doppel-Influenz zurückgebliebene Elektricität fortwährend durch die entgegengesetzte Elektricitätsart zerstört wird.

Bei kurzer Dauer der Doppel-Influenz röhrt der Zustand der isolirenden Scheibe hauptsächlich her von der Influenz auf den Conductor und der Influenz der Hinterfläche der Scheibe auf die Vorderfläche. Die Influenz der erre-

genden Platte auf die Scheibe wirkt untergeordnet und dient auch dazu, den Uebergang der Elektricität von den Metallspitzen zu der Hinterfläche der Scheibe zu erleichtern. Man kann die letzte Influenz bedeutend schwächen, ohne einen wesentlich geänderten Zustand der isolirenden Scheibe zu erhalten.

(8). Bisher war die (negativ) elektrische Platte 1 Zoll von der Paraffinscheibe entfernt gewesen. Der Conductor wurde isolirt und vor seinem Metallkamme die Paraffinscheibe aufgestellt. Vor das kugelige Ende des Conductors wurde die elektrische Platte kurze Zeit gehalten, die dabei $6\frac{1}{2}$ Zoll von der Paraffinscheibe entfernt blieb. Beide Flächen des Paraffins waren danach negativ elektrisch, die den Spitzen nächste Fläche stark, die andere schwach, der Conductor hingegen positiv. Es hatte also die von der Influenz auf das Metall herrührende negative Elektricität beide Flächen des Paraffins negativ gemacht, wie früher die von derselben Influenz kommende positive Elektricität beide Flächen positiv elektrisiert hatte.

In dem letzten Versuche war die Elektricität auf beiden Flächen nur in einem schmalen Streifen merklich, der dem Metallkamme des Conductors nahe lag, während in den früheren Versuchen ein großer Theil der Flächen elektrisch erschien. Dies ist nur Folge des Verfahrens bei den Versuchen. Bei dem Versuche (8) wurde die erregende Platte zuerst entfernt, bei den früheren Versuchen die influencirte Scheibe, wobei die Hälfte derselben dem erregten Kamme vorbeigeführt wurde. Ich hatte gefürchtet, dass nach Entfernung der erregenden Platte, der Metallkamm die Paraffinscheibe entladen würde, wie er sie vorher geladen hatte. Dies ist aber nicht der Fall.

(9). Die Paraffinscheibe wurde durch den isolirten Conductor wie in (8) negativ elektrisch gemacht, der Conductor darauf vollkommen abgeleitet und die Paraffinscheibe 5 Minuten in ihrer Lage gelassen. Ihre beiden Flächen waren negativ elektrisch, wie sie es waren, als der Conductor isolirt war und die Untersuchung gleich nach der Erregung

vorgenommen wurde. Es ist Diess weniger auffallend, wenn man erwägt, dass die Ladung der Scheibe durch die Influenz einer grossen elektrischen Platte auf den Conductor geschah, die Entladung nur durch die Influenz eines beschränkten elektrischen Streifens der Parafinscheibe auf denselben Conductor (der freilich jetzt abgeleitet, also stärker erregbar war) zu Stande kommen konnte.

Die beschriebenen Versuche liefern die angegebenen Erfolge mit Sicherheit, wenn sie mit der Sorgfalt angestellt werden, welche derartige Versuche verlangen. Es muss vor Allem vermieden werden, dass in der Nähe der untersuchten Scheibe ein elektrischer Körper sich befindet und deshalb der Theil ihres Glasstieles, der mit der Hand oder einer Klemme in Berührung kommt, mit Stanniol bekleidet seyn. Ueberflüssig ist jede Sorgfalt, wenn man, was ein praktisches Interesse hat, die Wirkung einer der Doppel-Influenz ausgesetzten Scheibe im Ganzen aufzeigen will, wobei ihre beiden Flächen zugleich wirken. Das grösste Goldblattelektroskop genügt dazu. Die isolirende Scheibe, einen Augenblick der Doppelinfluenz ausgesetzt, wird frei aufgestellt. Das Elektroskop, welcher von beiden Flächen man es nähere, divergiert mit derselben Elektricität, die sich als ungleichnamig mit der zeigt, die zur Erregung der Scheibe gedient hat. Ein positiv elektrischer Körper macht durch Doppel-Influenz eine isolirende Scheibe dauernd negativ, ein negativer Körper dauernd positiv elektrisch. Wenn, wie in der Folge, es nöthig ist, die Elektricität beider Flächen zu unterscheiden, will ich die Elektricität der Hinterfläche der Scheibe, die durch Mittheilung dahin gekommen, kurz die *mitgetheilte*, die Elektricität der Vorderfläche, die von jener durch Influenz erregt wird, die *influencirte* Elektricität nennen. Beide Elektricitäten sind derselben Art, nämlich ungleichnamig mit der Elektricität des erregenden Körpers.

Theorie der Elektrophormaschinen.

Zur Erregung von grössern Elektricitätsmengen bedient man sich seit langer Zeit zweier Apparate, die ihre Wirk-

samkeit der einfachen Influenz eines geriebenen Isolators auf einen Metallkörper verdanken, des *Elektrophors* und der *Elektrisirmschine*. Diese Influenzmaschinen unterscheiden sich theoretisch nur dadurch, daß am Elektrophore die der Elektricität des erregenden Isolators ungleichnamige, an der Elektrisirmschine die gleichnamige Influenzelektricität benutzt wird. Vor Kurzem sind zu gleichem Zwecke mehrere sinnreiche Apparate erfunden worden, die sich größtenthils auf Doppel-Influenz gründen, theoretisch daher complicirter sind, als die alten, und die ich mit dem Namen *Elektrophormaschinen* belegt habe, weil an den beiden zuerst beschriebenen beide Arten von Influenzelektricität benutzt wurden. Ist Dies auch bei den später beschriebenen Maschinen nicht durchgängig der Fall, so scheint mir auch für diese der Name passend, weil sie dem einfachen Elektrophore am nächsten stehn. Ich werde die Haupttheile der Maschinen mit Hindeutung auf den gebräuchlichen Elektrophor bezeichnen; die elektrisirten erregenden Platten *Kuchen*, die von ihnen durch Influenz erregten Metallstücke *Schilde* nennen, eine Bezeichnung, welche das Verständniß der Wirkung der Maschinen sehr erleichtert. Auf das Multiplicationsverfahren, durch welches die Wirkung der Elektrophormaschinen, einmal angeregt, verstärkt und dauernd erhalten wird, werde ich nicht näher eingehn. Nicht nur, daß dies Verfahren bei den früher gebrauchten Apparaten zur Prüfung von Elektricität geringer Dichtigkeit häufig gebraucht worden ist, so ist es auch bereits sehr früh für Apparate vorgeschlagen worden, die zur Erlangung großer Elektricitätsmengen bestimmt sind. Volta¹⁾) hat in einem Zusatz zu einem an Priestley 1775 geschriebenen Briefe angegeben, man solle bei Anwendung von zwei Elektrophoren nur den Kuchen des einen reiben, mit dem Schilde desselben den Kuchen des zweiten elektrisiren, dessen Schild zur stärkern Elektrisirung des ersten Kuchens benutzen, und so mit den Schilden abwechselnd fortfahren, bis beide Elektrophore hinlänglich stark geworden.

1) *Collezione dell' opere I.*, 118. (Riefs Elektricitätslehre 1, 293.

I. Elektrophormaschine mit drehbaren Metallplatten.

Die Theorie dieser von Töpler erfundenen¹⁾ Maschine beruht auf einfacher Influenz auf Metallplatten; die daran angebrachten Glasscheiben dienen zur Befestigung der Metallplatten (Stanniolblätter) und dazu, die Ausgleichung der entgegengesetzten Elektricitäten zu hindern. Zwei einzelne Elektrophore von verschiedener Grösse sind so gestellt, dass ihre beweglichen Theile um eine gemeinschaftliche Axe gedreht werden können. Jeder Elektrophor besteht aus einem ruhenden Metallkuchen und aus einem Schilde, der aus einer dem Kuchen parallelen drehbaren Metallplatte und aus einem diese berührenden ruhenden Conductor zusammengesetzt ist. Da bei der Drehung die Metallplatte den Conductor verlässt, wenn sie den Kuchen vollständig deckt, so können vom Schilde beide Influenzelektricitäten benutzt werden. Am grossen Elektrophore wird die gleichnamige Elektricität zu Versuchen benutzt, die ungleichnamige theils ebenfalls dazu, theils zur Elektrisirung des Kuchens am kleinen Elektrophore. Von dem Schilde des kleinen Elektrophors wird die gleichnamige Elektricität fortgeschafft, die ungleichnamige, die gleicher Art mit der des grossen Kuchens ist, zur elektrischen Verstärkung dieses Kuchens benutzt. Bei einer späteren Ausführung der Maschine²⁾ dienen die beiden Elektrophore, hier von gleicher Grösse, nur zum Multiplicationsverfahren und von jedem der beiden Schilden wird die gleichnamige Elektricität ungenützt fortgeschafft. Die zu Versuchen dienende Elektricität wird von einem zweiten Paare von Elektrophoren geliefert, deren Metallkuchen mit einander verbunden sind und von einem der Kuchen des ersten Paares dauernd elektrisiert werden. Auch von den beiden Schilden dieses zweiten Paares wird die gleichnamige Elektricität fortgeschafft und die ungleichnamige (bei beiden derselben Art) kommt zur Verwendung.

Die Multiplication ist bei dieser Maschine sehr kräftig,

1) Poggendorff Annal. 125, 469.

2) Poggendorff Annal. 127, 184.

sie in Thätigkeit zu setzen, genügt eine sehr schwache Elektrisirung eines Kuchens am ersten Elektrophorenpaare.

II. Elektrophormaschine mit drehbarer Glasscheibe.

Diese von Holtz erfundene Maschine¹⁾ benutzt die Doppel-Influenz und durch eine einfache Anordnung alle Elektricitäten, welche bei dieser Influenz auftreten. In einer Verticalebene liegen in horizontaler Entfernung von einander zwei Papierkuchen, jeder mit einer Papierspitze, der eine oben, der andere unten versehen. In der beide Kuchen treffenden Horizontalebene sind zwei Spitzen-Schilde angebracht, T-förmige Conductoren, deren aufsen mit Metallspitzen versehene Balken den Kuchen nahe liegen. Zwischen Spitzen und Kuchen ist eine verticale Glasscheibe drehbar in der Richtung von einer Papierspitze zu dem zugehörigen Kuchen. Nicht theoretisch, aber praktisch wichtig ist die Ausfüllung des Zwischenraums zwischen je einer Papierspitze und dem entfernten Papierkuchen durch eine verticale Glastafel, welche die drehbare Glasscheibe überragt.

Ich will das Spiel der Maschine, der Deutlichkeit wegen, mit benannter Elektricität beschreiben. Es werde ein Papierkuchen negativ elektrisch gemacht, so giebt er durch Doppel-Influenz dem zugehörigen Conductor negative Elektricität, die zu Versuchen verwendet wird, und dem zwischen Kuchen und Metallkamm liegenden Glasstreifen der Scheibe auf beiden Flächen positive Elektricität. Durch Drehung der Scheibe sey dieser Streifen an die Spitze des zweiten Kuchens gebracht: die influencirte positive Elektricität seiner Vorderfläche wird von der Spitze aufgenommen und zum Kuchen geleitet. Dieser versieht durch Doppel-Influenz den zugehörigen Conductor mit positiver verwendbarer Elektricität, die beiden Flächen des vor ihm liegenden Glasstreifens der Scheibe mit negativer. Bei weiterer Drehung der Scheibe tritt der vorher an seiner Vorderfläche entladene Glasstreifen an den Metallkamm und giebt diesem die mitgetheilte positive Elektricität seiner Hinterfläche ab.

(1) Poggend. Annal. 126, 157; Bd. 127, 320.

Dieselbe Art der Elektrisirung des Conductors und der Scheibe findet mit entgegengesetzten Zeichen statt, wenn wir von dem positiv elektrischen Kuchen ausgehn und in jedem Momente der Drehung wird daher ein Streifen der Scheibe positiv, der diametral gegenüberliegende negativ, die beiden Conductoren entgegengesetzt elektrisch. Nach einer ganzen Umdrehung und in jedem folgenden Momente wird die Scheibe durch ihren horizontalen Durchmesser in zwei Hälften getheilt, von welchen die eine auf beiden Flächen positiv, die andere negativ elektrisch ist. Das elektrische Zeichen jeder Hälfte ist stets das des Conductors, nach welchem ihre Drehung gerichtet ist. Das Zeichen dieses Conductors ist sichtbar. Da nämlich die Aufnahme von Elektricität an dem Metallkamme durch einfache Influenz geschieht, und diese in den Spitzen die der aufgenommenen entgegengesetzte Elektricitätsart erregt, die sich leuchtend ausgleicht, so sind die Lichtgarben an den Metallspitzen das Merkmal des negativen, die Lichtsterne das des positiven Conductors.

Aus dieser Beschreibung ergiebt sich, dass an der Maschine alle drei bei der Doppel-Influenz nachgewiesenen Elektricitäten benutzt werden. Die Elektricität des Conductors dient an der Stelle wo sie erregt worden, zu Versuchen. Die *influencirte* Elektricität der (dem Kuchen zugewandten) Vorderfläche und die *mitgetheilte* Elektricität auf der Hinterfläche der Glasscheibe werden auf dieser fortgeführt und bei dem nächsten Papierkuchen benutzt. Die influencirte Elektricität dient zur Ladung des Papierkuchens, und was davon nicht gebraucht wird, verschwindet, während die mitgetheilte Elektricität die Ladung des Conductors verstärkt. Wird in sonst einer Art der Hinterfläche die mitgetheilte Elektricität entzogen, und zum Theil geschieht Dies stets durch Zerstreuung in die Luft, so verschwindet zugleich die influencirte Elektricität der Vorderfläche, und die daselbst zurückbleibende, durch einfache Influenz erregte Elektricität ist gewöhnlich zu schwach um die, aus gutem Grunde, unvollkommene Papierspitze und damit den Kuchen zu laden.

Es wird selten möglich seyn, die Maschine in gewöhnlicher Weise in Gang zu setzen und darin zu erhalten. Dies zu erlangen und der Vorderfläche ihre influencirte Elektricität zu bewahren, ist der Zweck der oben erwähnten beiden Glastafeln, die zwischen je einer Papierspitze und dem entfernten Kuchen aufgestellt sind. (Zu bequemer Befestigung hangen die beiden Glastafeln zusammen und bilden eine Scheibe mit zwei Ausschnitten, welche die ruhende Scheibe heifst, und auch zur Befestigung der beiden Papierkuchen dient.) Bei thätiger Maschine wird jede Glastafel durch einfache Influenz elektrisch und zwar so, dass der positiv elektrischen Hälfte der gedrehten Scheibe eine negativ elektrische Glasfläche, der negativen Hälfte eine positive Glasfläche parallel nahe steht. Dadurch bleibt der gedrehten Scheibe die influencirte Elektricität erhalten. Entzieht man daher, nachdem die Maschine einige Zeit in Thätigkeit war, der Glasscheibe die mitgetheilte Elektricität (durch zwei diametral gestellte mit einander verbundene Conductoren mit Metallkämmen) so wirkt die Maschine dauernd weiter fort, nur mit merklich verminderter Elektricitätsmenge.

Diese Theorie, die nach Fortlassung des Unwesentlichen (z. B. der ersten Erregung eines Kuchens durch Influenz) noch ziemlich verwickelt geblieben ist, lässt erkennen, dass die Maschine einer unsichtigen Behandlung bedarf. Ihre Wirksamkeit verlangt, dass die Doppel-Influenz möglichst vollständig zu Stande komme und dazu ist, wie im ersten Abschnitte gezeigt worden, das Fortschaffen der in den Conductoren erregten Elektricität nothwendig. Bleiben die Conductoren stark elektrisch, so tritt nach kurzer Zeit statt der Doppelinfluenz die einfache Influenz ein, die Wirksamkeit der Maschine erlischt, oder, was schlimmer ist, die Conductoren wechseln ihre Elektricitätsart. Die stärkste ungestörte Wirkung zeigt die Maschine, wenn ihre Conductoren leitend mit einander verbunden sind, eine Einrichtung die nur wenige Versuche erlauben, die man aber während des Gebrauches der Maschine so oft als möglich treffen muss. Die meisten Versuche verlangen die Isolirung des einen

Conductors oder auch beider Conductoren, dann hat man darauf zu sehn, daß die Conductoren nicht stärker elektrisch bleiben, als es die Maschine verträgt. Je längere Funken von der Maschine verlangt werden, desto stärker wird die Anhäufung von Elektricität in den Conductoren seyn. Wer an einer Maschine von der Gröfse, wie ich sie seit einem Jahre benutze, vierzöllige Funken erhalten, also eine kleine Flasche zu großer Dichtigkeit laden wollte, würde oft über sie zu klagen haben, wer sie aber zu Ladung von Batterien und zu Funkenströmen von höchstens 1 Zoll Länge benutzt, wird keinen Grund zur Klage finden. Wie oft bei mehrstündigem häufig unterbrochenen Gebrauche Eine Erregung ausreichte und wie oft die Maschine mehrmals erregt werden müfste, habe ich anzumerken nicht der Mühe werth gehalten¹⁾.

III. Elektrophormaschine mit zwei Glasscheiben und gleichgerichteter Drehung.

In der Absicht, die Maschine mit beweglichen Metallplatten und die mit beweglicher Glasscheibe in Bezug auf ihre Ergiebigkeit zu vergleichen, hat Töpler eine Elektrophormaschine mit Doppel-Influenz benutzt²⁾), an welcher der Theil, der das Multiplicationsverfahren ausübt, getrennt ist von dem, der die verwendbare Elektricität liefert. Sie ist die Verbindung von zwei theoretisch einander gleichen Maschinenteilen, von welchen der erste Theil folgende Einrichtung hat. Zwei verticale einander parallele Glasscheiben sind um eine gemeinschaftliche horizontale Axe drehbar. Jede Scheibe rotirt zwischen einem Papierkuchen (ohne Spitze) und einem Spitzenschild, dessen Metallkamm dem Kuchen gegenüber steht. Beide Metallkämme stehen an einander entspre-

1) Bei ungünstiger Luft habe ich das von Holz vorgeschlagene Mittel, eine Gasflamme dicht vor der langsam gedrehten Scheibe während einiger Minuten brennen zu lassen, mit sicherem Erfolge erprobt. Ich bediene mich dazu der sehr niedrigen, aber $\frac{1}{4}$ Zoll breiten Flamme, die aus der durchlöcherten Specksteinkrone einer Bunsen'schen Lampe brennt.
2) Poggendorff Annal. 127, 178.

chenden Stellen der Scheiben und sind mit einander metallisch verbunden, sie mögen zusammen der Conductor heißen. Jedem Metallkamme auf derselben Glasfläche diametral gegenüber ist ein zweiter Metallkamm angebracht, Einsauger genannt, weil er ähnliche Dienste thut, wie der Einsauger an der Elektrisirmschine. Der Einsauger jeder Scheibe ist mit dem Papierkuchen der andern Scheibe in metallischer Verbindung. Theilt man einem Papierkuchen Elektricität mit, so erhält durch das Spiel der Maschine der andre Kuchen die entgegengesetzte Elektricität, und beide Elektricitäten verstärken sich gegenseitig zu einem Maximalwerth. Die dem Kuchen nahe liegende Stelle einer Scheibe wird nämlich durch Doppelinfluenz elektrisch, und die *mitgetheilte* Elektricität ihrer Hinterfläche wird von dem Einsauger fortgenommen und zum nächsten Kuchen geführt, womit auch die influencirte Elektricität ihrer Vorderfläche verschwindet. Die eine Scheibe ist daher in der Richtung der Drehung zwischen Conductor und Einsauger positiv, die andere negativ elektrisch. — Der zweite Maschinenteil ist dem ersten gleich mit dem Unterschiede, dass die beiden Kuchen der Scheiben mit einander verbunden, die Einsauger nicht mit jenen, sondern mit einander verbunden und die Conductoren vollkommen abgeleitet sind. Die Kuchen werden von einer beliebigen Elektricitätsart des ersten Maschinenteils gespeist, und die vereinigten Einsauger liefern die entgegengesetzte Elektricität zum Gebrauche.

Jeder von beiden Maschinenteilen benutzt von den drei Elektricitäten der Doppel-Influenz nur Eine, die mitgetheilte Elektricität der Hinterfläche der Glasscheiben, und ihre Theorie ist daher die einfachste, die bei der Doppel-Influenz statt finden kann.

IV. Elektrophormaschine mit zwei Glasscheiben und entgegengesetzter Drehung.

Diese Maschine, von Holtz angegeben¹⁾ ist dadurch interessant, dass an ihr kein fester Kuchen vorhanden ist

1) Poggendorff Annal. 130, 133,

und die Stellen der Glasscheiben, welche die Rolle der Kuchen übernehmen, fortwährend wechseln. Die Schilde bestehn, wie an den Maschinen II und III, aus festen mit Metallkämmen versehenen Metallstäben.

Zwei um eine vertikale Axe drehbare Glasscheiben liegen in kleiner Entfernung horizontal übereinander, und werden an diametralen Stellen von zwei Paaren von Metallkämmen umfaßt, die man sich zuerst in einer Verticalebene liegend denken mag. Das eine Paar von Kämmen, die durch einen Metallbogen mit einander verbunden sind, heifse Conductor, das andere gleichfalls verbundene Paar Einsauger, wie an der unter III beschriebenen Maschine. Man verschiebe nun an jedem Kämmpaare einen Kamm an der Peripherie der Glasscheibe in der Art, daß je zwei zu einer Scheibe gehörigen Kämme diametral bleiben, z. B. an dem Conductor den untern Kamm nach rechts, am Einsauger den untern Kamm nach links, so hat man im Wesentlichen die Einrichtung der neuen Maschine.

Eine negativ elektrische Platte, momentan über die obere Glasscheibe an dem Orte des unteren Conductorkamms gehalten, ladet eine Stelle der untern Scheibe durch Doppel-Influenz mit positiver Elektricität. Rückt die untere Scheibe nach links, bis sie unter den oberen Conductorkamm gekommen, so wird eine Stelle der oberen Scheibe negativ geladen; rückt nun die obere Scheibe nach rechts, so wird wieder eine Stelle der unteren Scheibe positiv geladen und so fort. Die erste positiv elektrische Stelle der unteren Scheibe bleibt so lange elektrisch, bis sie unter den ihr zugehörigen Kamm des Einsaugers tritt, und ebenso die erste negativ gewordene Stelle der oberen Scheibe. Nach einer halben Umdrehung der unteren Scheibe nach links ist ihre Hälfte durch Doppel-Influenz positiv elektrisch geworden, und die Hälfte der oberen Scheibe negativ nach einer halben Umdrehung nach rechts. Bei weiterer Drehung werden die Hälften beider Scheiben successiv entladen, aber für jede entladene Stelle tritt eine gleiche neu elektrisierte hinzu. Bei dauernder gleichzeitiger Drehung der einen Scheibe nach

links, der andern nach rechts ist also die Hälfte jeder Scheibe, welche in der Richtung ihrer Drehung von dem Kamme des Conductors bis zum Kamme des Einsaugers reicht, elektrisch geworden (in dem angenommenen Falle die obere rechte Hälfte negativ, die untere linke positiv). Die eine Hälfte wird durch die unteren Kämme, die andere durch die oberen Kämme begränzt, und beide Hälften liegen zum Theil über einander. Zwei Verticalebenen, durch die Kämme gelegt, theilen die beiden Scheiben in Sectoren, von welchen ein Sector (zwischen den Kämmen des Conductors) auf einer Scheibe positiv, auf der anderen negativ, der diametral gegenüberliegende fast unelektrisch, der dritte Sector auf einer Scheibe positiv, der diametrale auf der anderen negativ ist.¹⁾ Das Spiel der Maschine beruht auf Doppel-Influenz und diese verlangt, dass weder Conductor noch Einsauger Elektricität dauernd zurück behalte; bei isolirtem Conductor müssen die in ihm erregten Elektricitäten sich aufheben, was nur, wie man leicht sieht, bei einer Drehung jeder Scheibe von dem ihr nächsten Kamme des Conductors zu dem entfernteren geschieht.

Die einfachste Benutzung der erregten Elektricität erhält man bei Oeffnung des Metallbogens am Einsauger. Es ist dann die mitgetheilte Elektricität der Hinterfläche beider Scheiben, welche, mit den Scheiben fortgeführt, von dem Einsauger aufgenommen, zu Versuchen benutzt wird. Oder man öffnet bei geschlossenem Einsauger, den Bogen des Conductors, dann benutzt man an dem Orte der Erregung die Elektricität des Conductors. Mit Vortheil gebraucht man beide Elektricitäten gleichzeitig, indem man Conductor und Einsauger geschlossen lässt, beide durch einen Metallbogen verbündet und diesen öffnet. Hier aber würde bei der angegebenen Drehung jeder Scheibe (von dem ihr nächsten zum entfernten Kamme des Conductors) der Metallbo-

1) Dieser letzte, negative Sector ist durch eine gefällige Lichterscheinung kenntlich. Beide ihn begränzenden Kämme sind negativ; es strömen daher von ihnen gegen einander gekehrte Lichtgarben aus, die fast bis zur Mitte des Sectors reichen.

gen keine Elektricität erhalten, weil in dem geschlossenen Conductor seine beiden Elektricitäten, im geschlossenen Einsauger beide Arten der mitgetheilten Elektricität sich ausgleichen. Bei entgegengesetzter Drehung (vom entfernen zum nähern Kamme) wird an jedem Kämmpaar ein Kammeinsauger einer Scheibe, der zweite dient zur Doppel-Influenz der anderen Scheibe und beide Kämme werden daher gleichartig elektrisch. Jedes Kämmpaar erhält die entgegengesetzte Elektricität des andern und die Verbindung beider Paare liefert einen Strom. — Diese Maschine steht ihrer Theorie nach zwischen den Maschinen III und II, da sie von den drei Elektricitäten der Doppel-Influenz zwei benutzt.

Die Influenzmaschinen.

Die auf Influenz gegründeten, zur Anhäufung von grösseren Elektricitätsmengen bestimmten Maschinen sind dem Ansehen und der Einrichtung nach sehr verschieden. Ihrer Theorie nach sind sie es bei Weitem weniger, und werden in folgender Art leicht geordnet.

Die *einfache Influenz* liefert in dem erregten Leiter zwei Mengen von Elektricität $-m$ und $+m$, wobei die erregende Elektricitätsmenge $+1$ gesetzt und m ein ächter Bruch ist. Hiervon benutzt der *Elektrophor* die Menge $-m$, die *Elektrisirmsmaschine* $+m$, die *Elektrophormaschine I* beide Mengen.

Die *Doppel-Influenz* liefert in dem aus Leiter und Nichtleiter zusammengesetzten, durch die Elektricitätsmenge $+1$ erregten Körper drei Elektricitätsmengen: im Leiter die Menge $+m$, auf der ihm nahen Fläche des Nichtleiters $-m$, auf der ihm fernen Fläche $-p$.¹⁾ Hiervon benutzt die *Elektrophormaschine III* nur Eine Menge $-m$, *IV* zwei Mengen $-m$ und $+m$, die *Elektrophormaschine II* alle drei Mengen.

Die Zahl der einfachen Influenzmaschinen ist erschöpft, nicht die der Maschinen mit Doppel-Influenz. Es sind noch 4 Combinationen der erregten Elektricitätsmengen übrig, von welchen indefs nur zwei, nämlich: $(+m)(-p)$ und $(-m)(-p)$ zu neuen Maschinen Anlass geben können.

1) Auch diese Menge ist kleiner als 1.

IV. Ein Beitrag zur Elektrodynamik; von Bernhard Riemann.

[Der hier mitgetheilte Aufsatze des leider der Wissenschaft viel zu früh (1866 Jul. 20) entrissenen Verfassers ist der Königl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen am 10. Februar 1858 überreicht, wie aus einer dem Titel des Manuscriptes hinzugefügten Bemerkung des damaligen Secretärs der Gesellschaft hervorgeht, später aber aus unbekannten Gründen wieder zurückgezogen.]

Der Königlichen Societät erlaube ich mir eine Bemerkung mitzutheilen, welche die Theorie der Elektricität und des Magnetismus mit der des Lichts und der strahlenden Wärme in einen nahen Zusammenhang bringt. Ich habe gefunden, daß die elektrodynamischen Wirkungen galvanischer Ströme sich erklären lassen, wenn man annimmt, daß die Wirkung einer elektrischen Masse auf die übrigen nicht momentan geschieht, sondern sich mit einer constanten (der Lichtgeschwindigkeit innerhalb der Gränzen der Beobachtungsfehler gleichen) Geschwindigkeit zu ihnen fortpflanzt. Die Differentialgleichung für die Fortpflanzung der elektrischen Kraft wird bei dieser Annahme dieselbe, wie die für die Fortpflanzung des Lichts und der strahlenden Wärme.

Es seyen S und S' zwei von constanten galvanischen Strömen durchflossene und gegen einander nicht bewegte Leiter; ε sey ein elektrisches Massentheilchen im Leiter S , welches sich zur Zeit t im Punkte (x, y, z) befindet, ε' ein elektrisches Massentheilchen von S' und befindet sich zur Zeit t im Punkte (x', y', z') . Ueber die Bewegung der elektrischen Massentheilchen, welche in jedem Leitertheilchen für die positiv und negativ elektrischen entgegengesetzt ist, mache ich die Voraussetzung, daß sie in jedem Augenblicke so vertheilt sind, daß die Summen

$$\sum \varepsilon f(x, y, z), \quad \sum \varepsilon' f(x', y', z')$$

über sämmtliche Massentheilchen der Leiter ausgedehnt gegen dieselben Summen, wenn sie nur über die positiv elektrischen oder nur über die negativ elektrischen Massentheil-

chen ausgedehnt werden, vernachlässigt werden dürfen, sobald die Function f und ihre Differentialquotienten stetig sind.

Diese Voraussetzung kann auf sehr mannigfaltige Weise erfüllt werden. Nimmt man z. B. an, dass die Leiter in den kleinsten Theilen krystallinisch sind, so dass sich dieselbe relative Vertheilung der Elektricitäten in bestimmten gegen die Dimensionen der Leiter unendlich kleinen Abständen periodisch wiederholt, so sind, wenn β die Länge einer solchen Periode bezeichnet, jene Summen unendlich klein, wie $e^{-\beta}$, wenn f und ihre Derivirten bis zur $(n-1)$ ten

Ordnung stetig sind, und unendlich klein wie $e^{-\frac{e}{\beta}}$, wenn sie sämmtlich stetig sind.

Erfahrungsmässiges Gesetz der elektrodynamischen Wirkungen.

Sind die specifischen Stromintensitäten nach mechanischem Maß zur Zeit t im Punkte (x, y, z) parallel den drei Axen u, v, w , und im Punkte (x', y', z') u', v', w' , und bezeichnet r die Entfernung beider Punkte, c die von Kohlrausch und Weber bestimmte Constante, so ist der Erfahrung nach das Potential der von S auf S' ausgeübten Kräfte

$$-\frac{2}{cc} \iint \frac{uu' + vv' + ww'}{r} dS dS',$$

dieses Integral über sämmtliche Elemente dS und dS' der Leiter S und S' ausgedehnt. Führt man statt der specifischen Stromintensitäten die Producte aus den Geschwindigkeiten in die specifischen Dichtigkeiten und dann für die Producte aus diesen in die Volumelemente die in ihnen enthaltene Massen ein, so geht dieser Ausdruck über in

$$\Sigma \Sigma \frac{\epsilon \epsilon'}{cc} \frac{1}{r} \frac{dd' (r^2)}{dt dt}$$

wenn die Aenderung von r^2 während der Zeit dt , welche von der Bewegung von ϵ herröhrt, durch d , und die von der Bewegung von ϵ' herröhrende durch d' bezeichnet wird.

Dieser Ausdruck kann durch Hinwegnahme von

$$\frac{d \Sigma \Sigma \frac{\epsilon \epsilon'}{cc} \frac{1}{r} \frac{d(r^2)}{dt}}{dt}$$

welches durch die Summirung nach ϵ verschwindet, in

$$-\Sigma \Sigma \frac{\epsilon \epsilon'}{cc} \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{dt} \frac{d(r^2)}{dt}$$

und dieses wieder durch Addition von

$$\frac{d' \Sigma \Sigma \frac{\epsilon \epsilon'}{cc} rr \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{dt}}{dt}$$

welches durch die Summation nach ϵ' Null wird, in

$$\Sigma \Sigma \epsilon \epsilon' \frac{rr}{cc} \frac{dd'\left(\frac{1}{r}\right)}{dt dt}$$

verwandelt werden.

Abtheilung dieses Gesetzes aus der neuen Theorie.

Nach der bisherigen Annahme über die elektrostatische Wirkung wird die Potentialfunction U beliebig vertheilter elektrischer Massen, wenn ϱ ihre Dichtigkeit im Punkte (x, y, z) bezeichnet, durch die Bedingung

$$\frac{d^2 U}{dx^2} + \frac{d^2 U}{dy^2} + \frac{d^2 U}{dz^2} - 4\pi\varrho = 0,$$

und durch die Bedingung, dass U stetig und in unendlicher Entfernung von wirkenden Massen constant sey, bestimmt. Ein particulares Integral der Gleichung

$$\frac{d^2 U}{dx^2} + \frac{d^2 U}{dy^2} + \frac{d^2 U}{dz^2} = 0$$

welches überall außer dem Punkte (x', y', z') stetig bleibt, ist

$$\frac{f(t)}{r}$$

und diese Function bildet die vom Punkte (x', y', z') aus erzeugte Potentialfunction, wenn sich in demselben zur Zeit t die Masse $-f(t)$ befindet.

Statt dessen nehme ich nun an, dass die Potentialfunction U durch die Bedingung

$$\frac{d^2 U}{dt^2} - \alpha \alpha \left(\frac{d^2 U}{dx^2} + \frac{d^2 U}{dy^2} + \frac{d^2 U}{dz^2} \right) + \alpha \alpha 4 \pi \varrho = 0$$

bestimmt wird, so dass die vom Punkte (x', y', z') aus erzeugte Potentialfunction, wenn sich in demselben zur Zeit t die Masse $-f(t)$ befindet,

$$= \frac{f\left(t - \frac{r}{\alpha}\right)}{r}$$

wird.

Bezeichnet man die Coordinaten der Masse ε zur Zeit t durch x_1, y_1, z_1 , und die der Masse ε' zur Zeit t' durch x'_1, y'_1, z'_1 , und setzt zur Abkürzung

$$\left((x_1 - x'_1)^2 + (y_1 - y'_1)^2 + (z_1 - z'_1)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{r(t, t')} = F(t, t'),$$

so wird nach dieser Annahme das Potential von ε auch ε' zur Zeit t

$$= -\varepsilon \varepsilon' F\left(t - \frac{r}{\alpha}, t\right).$$

Das Potential der von sämmtlichen Massen ε des Leiters S auf die Massen ε' des Leiters S' von der Zeit 0 bis zur Zeit t ausgeübten Kräfte wird daher

$$P = - \int_0^t \sum \sum \varepsilon \varepsilon' F\left(t - \frac{r}{\alpha}, \tau\right) d\tau,$$

die Summen über sämmtliche Massen beider Leiter ausgedehnt.

Da die Bewegung für entgegengesetzt elektrische Massen in jedem Leitertheilchen entgegengesetzt ist, so erlangt die Function $F(t, t')$ durch die Derivation nach t die Eigenschaft, mit ε , und durch die Derivation nach t' die Eigenschaft, mit ε' ihr Zeichen zu ändern. Bei der vorausgesetzten Vertheilung der Elektricitäten wird daher, wenn man die Derivationen nach t durch obere und nach t' durch untere Accente bezeichnet, $\sum \sum \varepsilon \varepsilon' F_{\alpha}^{(\alpha)}(\tau, \tau)$, über sämmtliche elektrische Massen ausgedehnt, nur dann nicht unendlich

klein gegen die über die elektrischen Massen einer Art erstreckte Summe, wenn n und n' beide ungerade sind.

Man nehme nun an, dass die elektrischen Massen während der Fortpflanzungszeit der Kraft von einem Leiter zum anderen nur einen sehr kleinen Weg zurücklegen, und betrachte die Wirkung während eines Zeitraums, gegen welchen die Fortpflanzungszeit verschwindet. In dem Ausdrucke von P kann man dann zunächst

$F(\tau - \frac{r}{a}, \tau)$ durch

$$F\left(\tau - \frac{r}{a}, \tau\right) - F(\tau, \tau) = - \int_0^{\frac{r}{a}} F(\tau - \sigma, \tau) d\sigma$$

ersetzen, da $\Sigma \Sigma \varepsilon \varepsilon' F(\tau, \tau)$ vernachlässigt werden darf. Man erhält dadurch

$$P = \int_0^t d\tau \Sigma \Sigma \varepsilon \varepsilon' \int_0^{\frac{r}{a}} F(\tau - \sigma, \tau) d\sigma,$$

oder wenn man die Ordnung der Integrationen umkehrt und $\tau + \sigma$ für τ setzt,

$$P = \Sigma \Sigma \varepsilon \varepsilon' \int_0^{\frac{r}{a}} d\sigma \int_{-\sigma}^{t - \sigma} F(\tau, \tau + \sigma).$$

Verwandelt man die Gränzen des innern Integrals in 0 und t , so wird dadurch an der oberen Gränze der Ausdruck

$$H(t) = \Sigma \Sigma \varepsilon \varepsilon' \int_0^{\frac{r}{a}} d\sigma \int_0^t F(t + \tau, t + \tau + \sigma)$$

hinzugefügt, und an der untern Gränze der Werth dieses Ausdrucks für $t = 0$ hinweggenommen. Man hat also

$$P = \int_0^t d\tau \Sigma \Sigma \varepsilon \varepsilon' \int_0^{\frac{r}{a}} d\sigma F(\tau, \tau + \sigma) - H(t) + H(0).$$

In diesem Ausdruck kann man $F(\tau, \tau + \sigma)$ durch $F(\tau, \tau + \sigma) - F(\tau, \tau)$ ersetzen, da

$$\Sigma \Sigma \varepsilon \varepsilon' \frac{r}{\alpha} F(\tau, \tau)$$

vernachlässigt werden darf. Man erhält dadurch als Factor von $\varepsilon \varepsilon'$ einen Ausdruck, der sowohl mit ε als mit ε' sein Zeichen ändert, so daß sich bei den Summationen die Glieder nicht einander aufheben, und unendlich kleine Bruchtheile der einzelnen Glieder vernachlässigt werden dürfen. Es ergibt sich daher, indem man

$$F(\tau, \tau + \sigma) - F(\tau, \tau) \text{ durch } \sigma \frac{dd'(\frac{1}{r})}{d \varepsilon d \tau}$$

ersetzt und die Integration nach σ ausführt, bis auf einen zu vernachlässigenden Bruchtheil

$$P = \int_0^t \Sigma \Sigma \varepsilon \varepsilon' \frac{rr}{2\alpha\alpha} \frac{dd'(\frac{1}{r})}{d \tau d \varepsilon} d\tau = H(t) + H(0).$$

Es ist leicht zu sehen, daß $H(t)$ und $H(0)$ vernachlässigt werden dürfen; denn es ist

$$F(t + r, t + r + \sigma) = \frac{d(\frac{1}{r})}{dt} + \frac{d^2(\frac{1}{r})}{dt^2} r + \frac{dd'(\frac{1}{r})}{dt dt} (r + \sigma) + \dots,$$

folglich:

$$H(t) = \Sigma \Sigma \varepsilon \varepsilon' \left(\frac{rr}{2\alpha\alpha} \frac{d(\frac{1}{r})}{dt} - \frac{r^3}{6\alpha^3} \frac{d^2(\frac{1}{r})}{dt^2} + \frac{r^3}{6\alpha^3} \frac{dd'(\frac{1}{r})}{dt dt} + \dots \right).$$

Hierin aber ist nur das erste Glied des Factors von $\varepsilon \varepsilon'$ mit dem Factor in dem ersten Bestandtheile von P von gleicher Ordnung, und dieses liefert wegen der Summation nach ε' nur einen zu vernachlässigenden Bruchtheil desselben.

Der Werth von P , welcher sich aus unserer Theorie ergiebt, stimmt mit dem erfahrungsmäßigen

$$P = \int_0^t \Sigma \Sigma \varepsilon \varepsilon' \frac{rr}{cc} \frac{dd'(\frac{1}{r})}{d \tau d \varepsilon} d\tau$$

überein, wenn man $\alpha\alpha = \frac{1}{2}cc$ annimmt.

Nach der Bestimmung von Weber und Kohlrausch ist

$$c = 439450 \cdot 10^6 \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunde}}$$

woraus sich α zu 41949 geographischen Meilen in der Secunde ergiebt während für die Lichtgeschwindigkeit von Busch aus Bradley's Aberrationsbeobachtungen 41994 Meilen, und von Fizeau durch directe Messung 41882 Meilen gefunden worden sind.

**V. Ueber die Identität der Schwingungen des Lichts mit den elektrischen Strömen;
von E. Lorenz.**

(Aus dem »Oversigt over det K. Danske Vidensk. Selsk. Forhandl.« 1867.
Nº. 1, vom Hrn. Verfasser übersandt.)

Bekanntlich ist es der Wissenschaft unseres Jahrhunderts gelungen, so viele Beziehungen zwischen den verschiedenen Kräften, zwischen Elektricität und Magnetismus, zwischen Wärme, Licht, molecularen und chemischen Kräften, nachzuweisen, daß man mit einer gewissen Nothwendigkeit dahin geführt wird, sie alle als *Ausserungen einer und derselben Kraft* zu betrachten, die nach den Umständen unter verschiedenen Formen auftritt. Allein während dieses der leitende Gedanke bei den größten Forschern unserer Zeit gewesen, ist es doch bei weitem nicht gelungen, denselben in der Theorie durchzuführen, und wenn auch durch Versuche die Beziehungen zwischen den verschiedenen Kräften dargethan worden sind, so hat man sie doch nur an ganz einzelnen Punkten erklären können. So hat Ampère die Verwandtschaft zwischen Elektricität und Magnetismus theoretisch erklärt, obwohl ohne Beweis für die Möglichkeit der von ihm angenommenen molecularen, durch eigene Kraft

fortdauernden elektrischen Ströme, und eben so ist später Melloni nach und nach zur Annahme einer Identität des Lichtes mit der strahlenden Wärme geführt worden; aber diese Theorien stehen noch ganz isolirt, als einzelne Glieder der grossen Kette da, und so weit entfernt ist man noch davon, den Gedanken von der Einheit der Kräfte auf dem Wege der Theorie durchführen zu können, dass man noch, fast ein halbes Jahrhundert nach Oersted's Entdeckung, allgemein die beiden Elektricitäten als elektrische *Fluida* betrachtet, das Licht als Schwingungen des *Aethers* und die Wärme als Bewegungen der *Moleküle der Körper*.

Diese physischen Hypothesen sind indefs kaum mit dem Gedanken von der Einheit der Kräfte vereinbar, und während letzterer eine wesentliche Bedeutung für die Wissenschaft gehabt hat, kann dasselbe in keiner Weise von ersteren gesagt werden, die sich zunächst nur als praktisch nützlich dadurch gezeigt haben, dass sie unserem Vorstellungsvermögen ein Substrat gewähren. Es dürfte daher wohl am richtigsten seyn einzuräumen, dass wir uns beim gegenwärtigen Standpunkte der Wissenschaft noch gar keine Vorstellung von dem physikalischen Grund der Kräfte und ihrer Wirksamkeit im Innern der Körper machen können, und daher wenigstens vorläufig einen anderen Weg, fern von allen physischen Hypothesen, wählen müssen, um die Theorie, wenn möglich, in solcher Weise Schritt für Schritt sicher vorwärts zu führen, dass nicht die weiteren Fortschritte einer kommenden Zeit die gewonnenen Resultate zu nichte machen.

Diese Auffassung liegt sowohl der gegenwärtigen Untersuchung als meinen früheren Arbeiten über die Theorie des Lichts (Pogg. Ann. Bd. 118 und 121) zu Grunde, und ich bin um so mehr darin bestärkt worden, dieselbe festzuhalten, als es sich in merkwürdiger Weise zeigt, wie die Resultate, die ich mich erlaube hier vorzulegen, sich den von mir in der Theorie des Lichts früher gefundenen nahe anschließen und Hand in Hand mit denselben gehen. Indem ich also alle physischen Hypothesen von der Untersuchung fern

halte, werde ich in der Kette, die die verschiedenen Aenfserungen der Kräfte verknüpft, ein neues Glied nachzuweisen versuchen, indem ich darthun werde, dafs, in Uebereinstimmung mit den Gesetzen, die wir für die Fortpflanzung der Elektricität unter Einwirkung der freien Elektricität und der elektrischen Ströme des umgebenden Mittels aus dem Versuche ableiten können, solche periodische elektrische Ströme möglich sind, die sich in jeder Weise wie die Schwingungen des Lichts verhalten, woraus sich dann unzweifelhaft ergiebt, dafs die *Schwingungen des Lichthes selbst elektrische Ströme sind.*

Wir wissen, dafs das Licht durch eine Wellenbewegung mit sehr schnellen periodischen Bewegungen, die wir Schwingungen nennen können, erzeugt wird. Es ist das Eigenthümliche dieser Schwingungen, dafs sie auf der Richtung, in welcher die Lichtwelle sich fortpflanzt, winkelrecht stehen, und man darf wohl sagen, dafs gerade diese Eigenthümlichkeit durch die Elasticitätstheorie oder durch die damit verwandte Theorie Cauchy's ihre richtige Erklärung nicht gefunden hat, denn selbst davon abgesehen, dafs diese Theorie zur Annahme eines besonderen Mittels, des Lichtäthers, — welches übrigens völlig isolirt und von jeder anderen Wahrnehmung oder beweislichen Verbindung mit anderen Kräften getrennt dasteht, — nöthigt, bleibt es doch selbst mit dieser Voraussetzung und mit den verschiedenen Hypothesen Cauchy's kaum möglich ein Mittel zu construiren, in welchem eine Wellenbewegung sich *ohne Spur* von longitudinalen Schwingungen fortpflanzen könnte. Ueberzeugt davon, dafs diese Theorie nicht eine wirkliche, sondern nur eine fingirte Erklärung eben der Eigenthümlichkeit des Lichthes, der transversalen Schwingungen, geben kann, hatte ich schon früher die Aufmerksamkeit darauf hingelenkt, dafs veränderliche elektrische Ströme, welche in geschlossenen Leitern Ströme induciren, die mit den ursprünglichen parallel gehen, den Schwingungen des Lichts, die gewissermaßen auch parallele Schwingungen induciren, ähnlich sind. Da indessen die allgemein angenommenen und durch Ver-

suche bestätigten Gesetze für die Inductionsströme nicht unmittelbar zu dem erwarteten Resultate führten, blieb die Frage übrig, ob es nicht möglich wäre, die angenommenen Gesetze in solcher Weise zu modifizieren, daß sie sowohl die Versuche, auf welche sie sich stützen, als auch die Erscheinungen, die der Lichtlehre angehören, umfassen könnten.

Kirchhoff hat (Pogg. Ann. Bd. 102) die Gesetze für die Bewegung der Elektricität in den Körpern mit constantem Leistungsvermögen durch folgende Gleichungen ausgedrückt:

$$\left. \begin{aligned} u &= -2k \left(\frac{d\Omega}{dx} + \frac{4}{c^2} \frac{dU}{dt} \right) \\ v &= -2k \left(\frac{d\Omega}{dy} + \frac{4}{c^2} \frac{dV}{dt} \right) \\ w &= -2k \left(\frac{d\Omega}{dz} + \frac{4}{c^2} \frac{dW}{dt} \right) \end{aligned} \right\} (1),$$

wo u , v , w die Componenten der elektrischen Stromdichtheit im Punkte x , y , z sind, k das constante Leistungsvermögen, c eine Constante, und

$$U = \iiint \frac{dx' dy' dz'}{r^3} (x-x') [u'(x-x') + v'(y-y') + w'(z-z')]$$

$$V = \iiint \frac{dx' dy' dz'}{r^3} (y-y') [u'(x-x') + v'(y-y') + w'(z-z')]$$

$$W = \iiint \frac{dx' dy' dz'}{r^3} (z-z') [u'(x-x') + v'(y-y') + w'(z-z')]$$

$$\Omega = \iiint \frac{dx' dy' dz'}{r} \epsilon' + \int \frac{ds'}{r} e',$$

worin u' , v' , w' die Componenten der Stromdichtheit im Punkte x' , y' , z' sind, ϵ' die Dichtigkeit der freien Elektricität in diesem Punkte, e' die Dichtigkeit auf dem Oberflächenelement ds' und r der Abstand zwischen den Punkten x , y , z und x' , y' , z' .

Diese Formeln drücken aus, daß die Componenten der elektromotorischen Kraft in x , y , z , die dem Ohm'schen Gesetze zufolge $\frac{u}{k}$, $\frac{v}{k}$, $\frac{w}{k}$ sind, eine Summe zweier elek-

un-
ver-
Ge-
die
hei-
n.
für
tan-
sge-
),
lich-
ngs-
]
]
]
im
stri-
ber-
unk-
der
hen
lek-

tromotorischen Kraftkomponenten sind: die eine von der vertheilenden Wirkung der freien Elektricität, die andere von der inducirenden, durch das Weber'sche Gesetz bestimmte, Wirkung der variablen Stromintensitäten in allen Elementen des Körpers herrührend.

Ferner hat Kirchhoff die Relationen zwischen den Stromcomponenten und der freien Elektricität durch die zwei Gleichungen

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} &= -\frac{1}{2} \frac{dt}{dt} \\ u \cos \lambda + v \cos \mu + w \cos \nu &= -\frac{1}{2} \frac{de}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

ausgedrückt, worin λ, μ, ν die Winkel sind, die die nach innen gerichtete Normale der Oberfläche mit den Coordinatenachsen macht.

Es ist nun sogleich einleuchtend, dass die Gleichungen (1), die in völlig empirischer Weise hergeleitet sind, nicht nothwendig der exacte Ausdruck des wirklichen Gesetzes sind, und es wird immer erlaubt seyn, mehrere Glieder zuzufügen oder den Gleichungen eine andere Form zu geben, so lange nur diese Aenderungen keinen merklichen Einfluss auf die Resultate, die durch Versuche constatirt sind, bekommen können. Wir werden daher damit anfangen, die zwei Glieder auf der rechten Seite der Gleichungen (1) als *die ersten Glieder einer Reihenentwickelung* zu betrachten.

Es sey durch die Gleichung

$$\bar{\Omega} = \iiint \frac{dx' dy' dz'}{r} \epsilon' \left(t - \frac{r}{a} \right) + \int \frac{ds'}{r} e' \left(t - \frac{r}{a} \right)$$

eine neue Function $\bar{\Omega}$ definiert, in der durch die Bezeichnungen $\epsilon' \left(t - \frac{r}{a} \right)$ und $e' \left(t - \frac{r}{a} \right)$, wo a eine Constante ist, ausgedrückt werden soll, dass diese dieselben Functionen von $t - \frac{r}{a}$ sind, wie ϵ' und e' von t in dem oben benutzten Ausdrucke Ω . Durch Reihenentwickelung hat man nun:

$$\epsilon' \left(t - \frac{r}{a} \right) = \epsilon' - \frac{d\epsilon'}{dt} \cdot \frac{r}{a} + \frac{d^2\epsilon'}{dt^2} \cdot \frac{r^2}{a^2} \cdot \frac{1}{1 \cdot 2} - \dots$$

$$e' \left(t - \frac{r}{a} \right) = e' - \frac{de'}{dt} \cdot \frac{r}{a} + \frac{d^2e'}{dt^2} \cdot \frac{r^2}{a^2} \cdot \frac{1}{1 \cdot 2} - \dots$$

welche Reihen in obige Gleichung eingesetzt werden, worauf diese in Bezug auf x differentiiert wird. Man erhält in dieser Weise:

$$\frac{d\bar{\Omega}}{dx} = \frac{d\Omega}{dx} + \frac{1}{2a^2} \frac{d}{dt^2} \left[\iiint \frac{dx' dy' dz'}{r} (x - x') e' + \int \frac{ds'}{r} (x - x') e' \right] - \dots$$

und werden in diesem Ausdrucke für $\frac{de'}{dt}$ und $\frac{de}{dt}$ die durch die Gleichungen (2) gegebenen Werthe substituirt, so bekommt man durch theilweise Integration:

$$\frac{d\bar{\Omega}}{dx} = \frac{d\Omega}{dx} - \frac{1}{a^2} \frac{d}{dt} \iiint \frac{dx' dy' dz'}{r} u' + \frac{1}{a^2} \frac{dU}{dt} - \dots, \dots \quad (3)$$

indem hier U mit der früheren Bedeutung eingeführt ist. Man wird folglich auch setzen können:

$$\frac{d\bar{\Omega}}{dx} + \frac{1}{a^2} \frac{d}{dt} \iiint \frac{dx' dy' dz'}{r} u' \left(t - \frac{r}{a} \right) = \frac{d\Omega}{dx} + \frac{1}{a^2} \frac{dU}{dt} \quad \dots \quad (4)$$

worin durch $u' \left(t - \frac{r}{a} \right)$ bezeichnet wird, dass u' hier eine Function ist von $t - \frac{r}{a}$, anstatt von t allein.

Die rechte Seite dieser letzten Gleichung ist eine Reihe, von welcher nur die beiden ersten Glieder beibehalten sind und deren folgende Glieder nach steigenden Potenzen von $\frac{r}{a}$ fortgehen. Wird $a = \frac{c}{2}$ angenommen, so werden diese beiden Glieder dieselben werden, wie der Ausdruck zwischen den Parenthesen in der ersten der Gleichung (4); nun aber ist, nach der Bestimmung Weber's,

$$c = 59320 \text{ Meilen},$$

während der größte Werth von r in den Versuchen nur wenige Fusse überstiegen hat, weshalb also $\frac{r}{a}$ eine völlig verschwindende kleine Grösse ist. Die nachfolgenden Glieder der obigen Reihe werden daher überall völlig unmerklich werden, falls nur die Differentialquotienten der Stromcomponenten von der zweiten und höheren Ordnung in Bezug auf die Zeit, die hier auch eingeht, nicht sehr groß werden.

Die Gleichungen für die Fortpflanzung der Elektricität bleiben also den Versuchen gegenüber, auf welche sie sich stützen, eben so gültig wie die Gleichungen (1), wenn denselben durch Hülfe der Gleichung (4) und der zwei anderen hiermit analogen Gleichungen die folgende Form gegeben wird:

$$\left. \begin{array}{l} u = -2k \left(\frac{d\bar{\Omega}}{dx} + \frac{4}{c^2} \frac{d\alpha}{dt} \right) \\ v = -2k \left(\frac{d\bar{\Omega}}{dy} + \frac{4}{c^2} \frac{d\beta}{dt} \right) \\ w = -2k \left(\frac{d\bar{\Omega}}{dz} + \frac{4}{c^2} \frac{d\gamma}{dt} \right) \end{array} \right\} \dots \quad (A)$$

wo der Kürze wegen

$$\alpha = \iiint \frac{dx' dy' dz'}{r} u' \left(t - \frac{r}{a} \right),$$

$$\beta = \iiint \frac{dx' dy' dz'}{r} v' \left(t - \frac{r}{a} \right),$$

$$\gamma = \iiint \frac{dx' dy' dz'}{r} w' \left(t - \frac{r}{a} \right),$$

gesetzt ist.

Diese Gleichungen unterscheiden sich dadurch von den Gleichungen (1), dass sie statt U, V, W die etwas weniger zusammengesetzten Glieder α, β, γ enthalten, und außerdem drücken sie aus, dass die ganze Wirksamkeit, die von der freien Elektricität und den elektrischen Strömen ausgeht, Zeit gebraucht um sich fortzupflanzen, eine Annahme, die der Wissenschaft nicht fremd ist und schon an und für sich eine gewisse Wahrscheinlichkeit für sich haben dürfte. Es hängt nämlich, den gefundenen Formeln zufolge, die Wirkung im Punkte x, y, z in dem Momente t nicht von dem gleichzeitigen Zustande im Punkte x', y', z' ab, sondern von dem Zustande wie er war im Momente $t - \frac{r}{a}$, das heisst, ist so viel Zeit voraus, als gebraucht wird, um den Abstand r mit der constanten Geschwindigkeit a zurückzulegen.

Die in die Gleichungen (A) eingehende Constante a hätte nach dem Vorhergehenden gleich $\frac{c}{2}$ seyn sollen; es wird

sich aber durch nähere Untersuchung zeigen, dass auch andere Werthe möglich sind. Es kann nämlich die erste Gleichung (A) auch in folgender Weise geschrieben werden:

$$u = -2k \left(\frac{d\Omega}{dx} + \left(\frac{4}{c^2} - \frac{1}{a^2} \right) \frac{d}{dt} \iiint \frac{dx' dy' dz'}{r} u' + \frac{1}{a^2} \frac{dU}{dt} \dots \right),$$

welcher Ausdruck uns für $a = \frac{c}{2}$ zu der ersten Gleichung (1) zurückführt, während er, wenn a unendlich groß angenommen wird, gerade diejenige Form bekommen würde, die aus der elektrodynamischen Theorie Neumann's resultiren würde. Da indessen auch diese Theorie mit der Erfahrung übereinstimmt, so ist einleuchtend, dass a nicht durch diese bestimmt ist und vorläufig als eine **unbestimmte Größe** betrachtet werden muss. Doch muss dieselbe sehr groß, von derselben Ordnung wie c , seyn, damit es erlaubt sey, die folgenden Glieder der Reihe als verschwindend klein zu betrachten. Wird zum Beispiel $a = \frac{c}{\sqrt{2}}$ angenommen, so wird die obige Gleichung ein mittleres Resultat der beiden Theorien Weber's und Neumann's darstellen.

Es wird nun nothwendig, auf anderem Wege eine Bestimmung dieser unbestimmten Constanten zu erlangen und, wenn möglich, zugleich eine Bestätigung oder Correction der gefundenen Resultate zu suchen. Man könnte es dann versuchen, ob es nicht möglich wäre, namentlich durch Benutzung der in den Formeln gegebenen Andeutung, dass die elektrischen Wirkungen Zeit brauchen um sich fortzupflanzen, eine wahrscheinliche Hypothese von der Wirkungsweise der dynamischen Elektricität zu finden, wodurch man ähnliche Resultate wie die gefundenen erreichen könnte. Ich habe indessen gefunden, dass dieses auf *mehrere* Weisen geschehen kann; allein hierdurch verliert diese Methode völlig an Werth, da deren Bedeutung allein davon abhängen würde, dass man eine Hypothese finden könnte, die an und für sich wahrscheinlicher als alle anderen wäre. Nach sorgfältiger Untersuchung dieses Punktes habe ich es daher völlig aufgegeben, hier wie anderswo irgend eine Ausbeute aus

physicalen Hypothesen zu erlangen, und es bleibt daher nur übrig, aus den gefundenen Resultaten die Consequenzen zu entwickeln und nachzusehen, ob nicht in diesen eine Anleitung zur Beantwortung der Frage liege.

Für eine beliebige Function φ hat man, wenn der Punkt x, y, z innerhalb der Gränzen des Integrals liegt,

$$\left(A_2 - \frac{d^2}{a^2 dt^2} \right) \iiint \frac{dx' dy' dz'}{r} \varphi \left(t - \frac{r}{a}, x', y', z' \right) = -4\pi \varphi(t, x, y, z) . . . \quad (5)$$

wo

$$A_2 \text{ statt } \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2}$$

geschrieben ist. Der Beweis dieses Satzes, der übrigens ohne Schwierigkeit eingesehen werden kann, findet sich in meiner Abhandlung in Crelle's Journ. Bd. 58. Durch Hülfe desselben werden die Gleichungen (A) in die folgenden Differentialgleichungen transformirt:

$$A_2 u - \frac{1}{a^2} \frac{d^2 u}{dt^2} = 8\pi k \left(\frac{du}{dx} + \frac{4}{c^2} \frac{dw}{dt} \right)$$

$$A_2 v - \frac{1}{a^2} \frac{d^2 v}{dt^2} = 8\pi k \left(\frac{dv}{dy} + \frac{4}{c^2} \frac{dw}{dt} \right)$$

$$A_2 w - \frac{1}{a^2} \frac{d^2 w}{dt^2} = 8\pi k \left(\frac{dw}{dz} + \frac{4}{c^2} \frac{dw}{dt} \right),$$

woran sich nach (2) die Gleichung

$$\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = -\frac{1}{2} \frac{dt}{dt}$$

anschließt.

Diese Gleichungen werden zum Beispiel durch

$$u = e^{-ht} \cos p(\omega t - z), v = 0, w = 0 . . . \quad (6)$$

befriedigt, wo h, p, ω Constanten sind, zwischen welchen man die beiden Relationen bekommt:

$$h^2 a^2 = p^2 (a^2 - \omega^2) \text{ und } h c^2 = 16\pi k \omega . . . \quad (7)$$

Aus dieser nur vorläufigen Behandlung der Gleichungen (A) ist nun ersichtlich, dass periodische elektrische Ströme möglich sind, dass solche sich wie eine Wellenbewegung mit der Geschwindigkeit ω fortpflanzen, und, wie das Licht, Schwingungen ausführen, die *winkelrecht* auf der Richtung der Fortpflanzung stehen. Nehmen wir deswegen an, dass

die Schwingungen des Lichtes selbst elektrische Ströme sind, so drückt ω die Geschwindigkeit des Lichtes aus, während a die Geschwindigkeit ist, mit der sich die elektrische Wirkung durch den Raum fortpflanzt. Es ist ferner aus den letzteren Gleichungen ersichtlich, dass, wenn die elektrische Leitungsfähigkeit k des Körpers sehr klein ist, die beiden Geschwindigkeiten einander gleich zu werden streben.

Die Geschwindigkeit, mit der in den Weber'schen elektrodynamischen Versuchen die elektrische Fernwirkung sich von einem Leiter bis zum anderen durch die Luft fortpflanzt hat, ist nach diesem Resultate dieselbe, wie die Geschwindigkeit des Lichts in der Luft. Nun ist nach der Bestimmung Weber's $c = 59320$ Meilen und also ist

$$\frac{c}{\sqrt{2}} = 41950 \text{ Meilen},$$

eine Grösse die in merklicher Weise mit den verschiedenen Bestimmungen der Geschwindigkeit des Lichts übereinstimmt, indem dieselben sowohl oberhalb als unterhalb jenes Werthes liegen in solcher Weise, dass man sogar diesen als eine neue Bestimmung der Geschwindigkeit des Lichts betrachten kann, die jeder anderen an Genauigkeit nicht nachzustehen scheint. Wir haben also einen Grund $a = \frac{c}{\sqrt{2}}$ anzunehmen, und wird nun dieser Werth $a \sqrt{2}$ für c in die Gleichungen (A) eingesetzt, so bestätigt sich die Richtigkeit dieser Annahme dadurch, dass die Gleichungen jetzt eine sehr einfache Form annehmen und gerade zu denselben Differentialgleichungen führen, die ich früher für die Schwingungen des Lichts abgeleitet habe, mit Hinzufügung nur eines einzigen Gliedes.

Man hat nämlich, den Gleichungen (2) zufolge:

$$\frac{d\epsilon(t - \frac{r}{a})}{dt} = -2 \left[\frac{\delta u(t - \frac{r}{a})}{\delta x'} + \frac{\delta v(t - \frac{r}{a})}{\delta y'} + \frac{\delta w(t - \frac{r}{a})}{\delta z'} \right],$$

wo die Differentiationen im Bezug auf x' , y' , und z' in solcher Weise partial ausgeführt werden müssen, dass r als constant betrachtet wird, und

$$\frac{de'(t - \frac{r}{a})}{dt} = -2 \left[u' \left(t - \frac{r}{a} \right) \cos \lambda + v' \left(t - \frac{r}{a} \right) \cos \mu + w' \left(t - \frac{r}{a} \right) \cos \nu \right].$$

Werden diese Werthe in

$$\frac{d\bar{\Omega}}{dt} = \int \int \int \frac{dx' dy' dz'}{r} \frac{de'(t - \frac{r}{a})}{dt} + \int \frac{ds'}{r} \frac{de'(t - \frac{r}{a})}{dt}$$

eingesetzt, so wird durch theilweise Integration und Einführung der Bezeichnungen α, β, γ , erhalten

$$\frac{d\bar{\Omega}}{dt} = -2 \left(\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} \right).$$

Ferner ist nach (5):

$$\frac{1}{a^2} \frac{d^2\alpha}{dt^2} = \mathcal{J}_2 \alpha + 4\pi u$$

und analog für β und γ . Werden nun diese Werthe in die Gleichungen (A) eingesetzt, nachdem dieselbe in Bezug auf t differentiiert ist, und wird $c = a\sqrt{2}$ gesetzt, so erhält man:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{4k} \frac{du}{dt} + 4\pi u &= \frac{d}{dz} \left(\frac{d\gamma}{dx} - \frac{d\alpha}{dz} \right) - \frac{d}{dy} \left(\frac{d\alpha}{dy} - \frac{d\beta}{dx} \right) \\ \frac{1}{4k} \frac{dv}{dt} + 4\pi v &= \frac{d}{dx} \left(\frac{d\alpha}{dy} - \frac{d\beta}{dx} \right) - \frac{d}{dz} \left(\frac{d\beta}{dz} - \frac{d\gamma}{dy} \right) \\ \frac{1}{4k} \frac{dw}{dt} + 4\pi w &= \frac{d}{dy} \left(\frac{d\beta}{dz} - \frac{d\gamma}{dy} \right) - \frac{d}{dx} \left(\frac{d\gamma}{dx} - \frac{d\alpha}{dz} \right) \end{aligned} \right\} \quad (8).$$

Aufserdem erhält man unmittelbar aus den Gleichungen (A):

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv}{dz} - \frac{dw}{dy} &= -\frac{4k}{a^2} \frac{d}{dt} \left(\frac{d\beta}{dz} - \frac{d\gamma}{dy} \right) \\ \frac{dw}{dx} - \frac{du}{dz} &= -\frac{4k}{a^2} \frac{d}{dt} \left(\frac{d\gamma}{dx} - \frac{d\alpha}{dz} \right) \\ \frac{du}{dy} - \frac{dv}{dx} &= -\frac{4k}{a^2} \frac{d}{dt} \left(\frac{d\alpha}{dy} - \frac{d\beta}{dx} \right) \end{aligned} \right\} \quad . . . \quad (9),$$

durch welche Gleichungen man α, β und γ aus den vorherstehenden Gleichungen (8), nachdem dieselben in Bezug auf t differentiiert sind, eliminiren kann. In dieser Weise werden die folgenden Gleichungen erhalten:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dy} \left(\frac{du}{dy} - \frac{dv}{dx} \right) - \frac{d}{dz} \left(\frac{dw}{dx} - \frac{du}{dz} \right) &= \frac{1}{a^2} \frac{d^2 u}{dt^2} + \frac{16\pi k}{a^2} \frac{du}{dt} \\ \frac{d}{dz} \left(\frac{dv}{dz} - \frac{dw}{dy} \right) - \frac{d}{dx} \left(\frac{du}{dy} - \frac{dv}{dx} \right) &= \frac{1}{a^2} \frac{d^2 v}{dt^2} + \frac{16\pi k}{a^2} \frac{dv}{dt} \\ \frac{d}{dx} \left(\frac{dw}{dx} - \frac{du}{dz} \right) - \frac{d}{dy} \left(\frac{dv}{dz} - \frac{dw}{dy} \right) &= \frac{1}{a^2} \frac{d^2 w}{dt^2} + \frac{16\pi k}{a^2} \frac{dw}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (B).$$

Diese Gleichungen für die elektrischen Stromkomponenten stimmen nun völlig mit denjenigen überein, die ich früher (Pogg. Ann. Bd. 121) für die Lichtkomponenten gefunden habe, bis auf das letzte Glied, worin die elektrische Leistungsfähigkeit k eingeht. Dieses Glied zeigt eine Absorption an, die um so größer seyn wird, je größer die elektrische Leistungsfähigkeit ist, und die durch die Constante h in den Gleichungen (6) bestimmt ist, wenn in diesen $c = a \sqrt{2}$ gesetzt wird.

Ist k sehr groß gegen $p a$, so geben die Gleichungen (7):

$$h = p = \frac{2\pi}{k},$$

wenn λ die Wellenlänge des Lichts bedeutet, woraus folgt, dass die Amplitude eines Lichtstrahls, der zum Beispiel durch eine Schicht eines guten Elektricitätsleiters von der Dicke einer halben Wellenlänge gegangen ist, zufolge (6) e^α mal verkleinert ist, und die Intensität, dem Quotienten der Amplitude proportional gerechnet, $e^{2\alpha}$ oder 535 Male. Es wird dieses der Fall für alle Metalle seyn, indem die Leistungsfähigkeit des Kupfers, nach Weber, $\frac{1}{274100}$ nach magnetischem Maafse ist, wenn Millimeter und Secunde als Einheit der Länge und der Zeit genommen werden, und folglich $\frac{c^2}{8} \cdot \frac{1}{274100}$ oder 283433 $\cdot a$ nach mechanischem Maafse, eine Größe, die gegen $\frac{2\pi}{\lambda} a$ groß ist. Es ist indessen einleuchtend, dass dieses Resultat nur als näherungsweise richtig betrachtet werden kann, namentlich deswegen, weil eine völlig constante Leistungsfähigkeit vorausgesetzt wird, eine Homogenität also, die in der Wirklichkeit nicht da ist. Dagegen ist das Hauptresultat, dass nämlich alle guten Leiter der Elektricität die Lichtstrahlen in hohem Grade absorbiren,

bekanntlich mit der Erfahrung in merklicher Uebereinstimmung.

Wenn die elektrische Leistungsfähigkeit *sehr klein* ist, so geben die Gleichungen (7):

$$h = 8\pi \frac{k}{a}.$$

Nun hat man für Kupfer, dessen Leistungsfähigkeit oben angegeben ist, $\frac{k}{a} = 283433$ gefunden, allein für alle durchsichtigen Körper ist bekanntlich die Leistungsfähigkeit millionenmal kleiner als diejenige des Kupfers; und werden namentlich die flüssigen Körper ausgenommen, wo die chemische Wirksamkeit und die Beweglichkeit der Theilchen einen so großen Einfluss auf die Bestimmung der eigentlichen Leistungsfähigkeit bekommen, daß dieselbe in der Wirklichkeit unmöglich wird, so finden wir, daß die Leistungsfähigkeit aller anderen durchsichtigen Körper *so viele* millionenmal kleiner ist als diejenige der Metalle, daß hier der Absorptionscoefficient h , sowie das letzte Glied der Gleichungen (B), verschwinden wird, wodurch also die letzteren mit den Gleichungen des Lichts, völlig identisch werden. So wie wir also aus der guten Leistungsfähigkeit der Metalle auf ihre Undurchsichtigkeit schließen können, so können wir auch aus der sehr geringen Durchsichtigkeit eines Körpers folgern, daß derselbe ein gegen die Metalle *äußerst schlechter Leiter* des elektrischen Stromes ist, ein Resultat, das die Erfahrung auch völlig bestätigt hat.

Die, aus den Gleichungen (B) resultirenden periodischen Schwingungen sind transversal, und wenn auch das k enthaltene Glied beibehalten wird, werden longitudinale Schwingungen nicht möglich seyn. Durch Differentiation der respectiven drei Gleichungen (8) in Bezug auf x , y und z und Addition, erhält man

$$\frac{d\theta}{dt} + 16\pi k\theta = 0,$$

wenn

$$\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = 0.$$

gesetzt wird. Es ist hieraus ersichtlich, dass θ keine periodische Function von der Zeit seyn kann, woraus dann folgt, dass longitudinale Schwingungen nich stattfinden können. Da ferner diese Gleichung zeigt, dass der Werth von θ mit wachsender Zeit abnimmt und von den Componenten aller umgebenden Punkte unabhängig ist, so ist man genöthigt allgemein $\theta = 0$ anzunehmen, woraus dann wieder e folgt, da

$$\theta = -\frac{1}{2} \frac{dx}{dt}$$

ist, dass im Innern eines Körpers mit constanter Leitfähigkeit keine Entwicklung freier Elektricität möglich ist. Es weicht dieses Resultat von demjenigen ab, das Kirchhoff aus den ursprünglichen Gleichungen (1) abgeleitet hat, nämlich dass sich im Allgemeinen im Innern eines Leiters freie Elektricität befindet; allein es wird jedenfalls aus der ganzen gegenwärtigen Untersuchung hervorleuchten müssen, dass dieser Schluss nicht mit irgend einer Zuverlässigkeit gezogen werden kann.

Nachdem es also bewiesen ist, dass man aus den Gleichungen (A), welche die mit der Erfahrung übereinstimmenden Gesetze der elektrischen Ströme enthalten, die Differentialgleichungen (B) ableiten kann, welche zeigen, dass die elektrischen Ströme sich in jeder Beziehung wie die Schwingungen des Lichts verhalten, kann es Frage werden, ob man auch umgekehrt aus den bekannten Gesetzen des Lichtes die Gesetze der elektrischen Ströme ableiten könne. Ich werde nun zeigen, dass dieses in der That möglich ist, in der Weise, dass man die Gleichungen (A) aus den Gleichungen (B) wieder herleiten kann, wenn man den letzteren die Bedingungen hinzufügt, die an der Gränze des Körpers erfüllt werden müssen und die man zu kennen genöthigt ist, um aus den Differentialgleichungen solche andere, die gewissermaßen deren Integrale sind, herzuleiten. Es wird sich zugleich zeigen, dass diese Gränzbedingungen gerade dieselben sind, die ich früher (Pogg. Ann. Bd. 118, S. 126) für die Componenten des Lichts gefunden habe,

so dass wir also zu dieser Rechnung keine andere Voraussetzungen zu machen brauchen, als gerade diejenigen, die uns die Lehre des Lichts selbst giebt.

Für ein Oberflächenelement des Körpers, das senkrecht gegen die Axe der x ist, habe ich am angeführten Orte gefunden, dass die Größen

$$u, v, \frac{du}{dy} = \frac{dv}{dx}, \frac{dw}{dx} = \frac{du}{dz},$$

an den beiden Seiten des Elementes gleich groß sind, und es werden hieraus die Gränzbedingungen für alle anderen Elemente der Oberfläche gefunden werden können, weil die Richtung der Coordinatenachsen willkürlich gewählt ist. Diese Bedingungen sind aus den gefundenen Differentialgleichungen der Lichtcomponenten abgeleitet, was hier möglich war, weil sie für alle heterogenen Mittel allgemein gültig waren, und sie verbleiben dieselben auch nachdem zu den Gleichungen, was sich jetzt als nothwendig zeigt, die Glieder aus den Gleichungen (B), die den Factor k enthalten, hinzugefügt sind.

Für einen Körper mit constanter Leitungsfähigkeit, der von absoluten Nichtleitern, gleichgültig, ob solche in der Wirklichkeit existiren oder nicht, umgeben ist, werden die obengenannten Größen Null an der Gränze des Körpers, indem jeder elektrische Strom in der ganzen isolirenden Fläche, die den Körper begränzt, unmöglich ist.

Wir führen nun in die Gleichungen (B) statt u, v, w , x, y, z die markirten Bezeichnungen u', v', w', x', y', z' ein, und zunächst denken wir uns $t - \frac{r}{a}$ anstatt t eingesetzt, wo r den Abstand eines festen Punktes x, y, z des Körpers von dem Punkte x', y', z' bezeichnet. Die Gleichungen werden so geändert gültig bleiben, wenn nur die an der linken Seite angegebenen Differentiationen in solcher Weise als partial betrachtet werden, dass sie nicht in Bezug auf r ausgeführt werden. Nachher wird an beiden Seiten mit $\frac{dx' dy' dz'}{r}$ multiplicirt und die Gleichungen werden über

den ganzen Raum des Körpers integriert. Durch theilweise Integration wird denn zum Beispiel das erste Glied der ersten Gleichung mit den früheren Bezeichnungen:

$$\iiint \frac{dx' dy' dz'}{r} \frac{\delta^2 u' \left(t - \frac{r}{a} \right)}{\delta y'^2} = - \int \frac{ds'}{r} \frac{\delta u' \left(t - \frac{r}{a} \right)}{\delta y'} \cos \mu + \frac{d}{dy} \int \iiint \frac{dx' dy' dz'}{r} \frac{\delta u' \left(t - \frac{r}{a} \right)}{\delta y'},$$

wo das letzte Glied bei wiederholter theilweiser Integration in

$$-\frac{d}{dy} \int \frac{ds'}{r} u' \left(t - \frac{r}{a} \right) \cos \mu + \frac{d^2 u}{dy^2}$$

übergeht.

Werden nun alle Glieder der linken Seite der betrachteten Gleichung in derselben Weise behandelt, so wird man finden, dass man, wenn alle Integrale in Bezug auf die Oberfläche des Körpers verschwinden sollen, haben müfste:

$$\left(\frac{du'}{dy'} - \frac{dv'}{dx'} \right) \cos \mu - \left(\frac{dw'}{dz'} - \frac{du'}{dx'} \right) \cos \nu = 0$$

$$u' \cos \mu - v' \cos \lambda = 0, \quad u' \cos \nu - w' \cos \lambda = 0,$$

in welche Gleichungen wir uns wieder t anstatt $t - \frac{r}{a}$ einführt denken, was erlaubt ist, weil die Gleichungen für alle Werthe von t gültig sind und die Differentiationen nicht in Bezug auf r ausgeführt werden sollen.

Für ein Element senkrecht gegen die x -Axe, also für

$$\cos \mu = 0, \quad \cos \nu = 0,$$

geben diese Gleichungen

$$v' = 0 \text{ und } w' = 0,$$

und die entsprechenden Gleichungen, die aus den zwei anderen Gleichungen (B) erhalten werden, und aus den obigen Gleichungen durch Vertauschung der Buchstaben abgeleitet werden können, geben

$$\frac{du'}{dy'} - \frac{dv'}{dx'} = 0 \text{ und } \frac{dw'}{dz'} - \frac{du'}{dx'} = 0.$$

Man muss also, wenn die Integrale in Bezug auf die Oberfläche des Körpers verschwinden sollen, für ein Ele-

ment senkrecht gegen die x-Axe gerade dieselben Bedingungen haben, die aus der Theorie des Lichts für dieses Element hergeleitet werden, und da die Richtung der Axen willkürlich gewählt ist, muß dasselbe für alle Oberflächen-elemente des Körpers gelten.

Indem also bei Annahme dieser Gränzbedingungen die Integrale der Oberfläche verschwinden, wird sich durch die angegebene Rechnung aus der ersten Gleichung (B) ergeben:

$$\frac{d}{dy} \left(\frac{d\alpha}{dx} - \frac{d\beta}{dz} \right) - \frac{d}{dz} \left(\frac{d\gamma}{dx} - \frac{d\alpha}{dz} \right) = \frac{1}{a^2} \frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{16\pi k}{a^2} \frac{d\alpha}{dt}.$$

Wird hier, in Uebereinstimmung mit der früheren Bezeichnung,

$$\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} = -\frac{1}{2} \frac{d\bar{\Omega}}{dt}$$

gesetzt, und ferner an der rechten Seite, dem allgemeinen Satze (5) zufolge,

$$\frac{1}{a^2} \frac{d^2\alpha}{dt^2} = A_2 \alpha + 4\pi u,$$

so erhält die Gleichung die Form:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2\bar{\Omega}}{dx dt} = 4\pi u + \frac{16\pi k}{a^2} \frac{d\alpha}{dt}.$$

Dieser analog ergeben die zwei anderen Gleichungen (B)

$$\frac{1}{2} \frac{d^2\bar{\Omega}}{dy dt} = 4\pi v + \frac{16\pi k}{a^2} \frac{d\beta}{dt},$$

$$\frac{1}{2} \frac{d^2\bar{\Omega}}{dz dt} = 4\pi w + \frac{16\pi k}{a^2} \frac{d\gamma}{dt},$$

aus welchen letzteren durch Elimination von $\bar{\Omega}$:

$$\frac{dv}{dz} - \frac{dw}{dy} = -\frac{4k}{a^2} \frac{d}{dt} \left(\frac{d\beta}{dz} - \frac{d\gamma}{dy} \right)$$

erhalten wird, eine Gleichung, die mit der ersten Gleichung (9) identisch ist, so wie auch die beiden anderen in entsprechender Weise gebildet werden können.

Werden nun durch Hülfe dieser Gleichungen $\frac{dv}{dz} - \frac{dw}{dy}$, $\frac{dw}{dx} - \frac{du}{dz}$, $\frac{du}{dy} - \frac{dv}{dx}$ aus den Gleichungen (B) eliminiert, so wird die erste von diesen, nach Integration in Bezug auf t , geben

$$\frac{d}{dy} \left(\frac{d\alpha}{dx} - \frac{d\beta}{dx} \right) - \frac{d}{dz} \left(\frac{dy}{dx} - \frac{d\alpha}{dz} \right) = -\frac{1}{4k} \frac{du}{dt} - 4\pi u,$$

die mit der ersten Gleichung (8) identisch ist; und wird hier das letzte Glied, nach (5),

$$-4\pi u = A_2 \alpha - \frac{1}{a^2} \frac{d^2 \alpha}{dt^2}$$

gesetzt, und die Bezeichnung $\bar{\Omega}$ eingeführt, so ergiebt sich nach abermaliger Integration in Bezug auf t

$$u = -2k \left(\frac{d\bar{\Omega}}{dx} + \frac{2}{a^2} \frac{d\alpha}{dt} \right).$$

Da wir $a\sqrt{2} = c$ haben, so sind wir also zu der ersten Gleichung (4) zurückgekommen, und die beiden anderen können durch Analogie aus dieser abgeleitet werden. Die Constanten, welche bei den zwei Integrationen in Bezug auf t hätten hinzugefügt werden sollen, sind hier weggelassen, weil es einleuchtet, dass solche arbiträre Constanten hier keine Bedeutung haben würden.

Dieses Resultat ist ein neuer Beweis für die Identität der Schwingungen des Lichts mit den elektrischen Strömen, denn es ist jetzt ersichtlich, dass nicht allein die Gesetze des Lichts aus denjenigen der elektrischen Ströme abgeleitet werden können, sondern auch dass man den umgekehrten Weg gehen kann, wenn gerade dieselben Gränzbedingungen, die die Theorie des Lichts erfordert, hinzugefügt werden. Man wird demnach in den Stand gesetzt, sowohl die vertheilende Wirkung der freien Elektricität, diese letztere durch die Kirchhoff'schen Gleichungen (2) definiert, als die inducirende Wirkung der variablen elektrischen Ströme, welche beide Theile in den Gleichungen (4) enthalten sind, durch Rechnung allein abzuleiten, indem man bloß von denjenigen Thatsachen ausgeht, die nöthig sind, um die Gesetze des Lichts herzuleiten, und nachher den gefundenen Differentialgleichungen zwischen den sogenannten Lichtcomponenten ein einzelnes Glied hinzufügt. Dieses Glied drückt dabei die Absorption des Lichtes der guten Elektricitätsleiter in correcter Weise aus, und verschwindet für die vollkommen durchsichtigen Körper.

Ohne hier näher eingehen zu wollen auf die Consequenzen der gewonnenen Resultate, die uns offenbar einen Schritt weiter führen zur Durchführung des Gedankens an die Einheit der Kräfte, und fernerer Untersuchungen ein neues Feld eröffnen, werde ich schliefslich die Aufmerksamkeit darauf hinlenken, welche Schlüsse wir jetzt in Bezug auf die Wirkungsweise der Elektricität mit einiger Wahrscheinlichkeit machen können, und wie wir den physischen Hypothesen über das Licht gegenüber gestellt werden.

Wollte man es versuchen, die Gesetze der elektrischen Ströme in solcher Weise darzustellen, dass sie allgemein für beliebige *heterogene* Körper, und nicht allein für homogene Körper mit constanter Leistungsfähigkeit, gültig würden, so scheint dieses am nächsten dadurch erreicht werden zu müssen, dass man von den Differentialgleichungen ausgehe, indem man hier a und k als variable Grössen betrachte. Es würde dieses namentlich mit den in der Theorie des Lichts gefundenen allgemeinen Gleichungen für heterogene Mittel in Uebereinstimmung seyn, und ohnedies würden alsdann diejenigen Gränzbedingungen, die für homogene Körper erfüllt werden müssen, in den Differentialgleichungen selbst enthalten seyn und aus denselben abgeleitet werden können. Allein auf diese Weise würde man für heterogene Körper eine den Gleichungen (A) entsprechende einfache Form nicht erreichen können, und man müfste alsdann diese als einen, allein für homogene Körper gelgenden, speciellen Fall betrachten, während die Differentialgleichungen die ursprünglichen und allgemein gültigen bleiben würden, an welche die physikalische Auslegung sich allein zu halten hätte. Hieraus würde denn der in theoretischer Beziehung wichtige Schluss resultiren, der auch schon dadurch angedeutet ist, dass die elektrischen Kräfte Zeit erfordern um sich fortzupflanzen, dass diese Kräfte nur dem Anschein nach in die Ferne wirken, so wie es aus den Gleichungen (A) hervorgehen würde, wenn man dieselben als die fundamentalen Gleichungen betrachtete, und dass jede Wirkung der Elektricität und der elektrischen Ströme in

der Wirklichkeit nur von dem elektrischen Zustande der nächst umgebenden Elemente abhängt in der Weise, wie es die Differentialgleichungen (*B*) angeben. Dies ist bekanntlich eine Annahme, welche schon von Ampère angedeutet und von mehreren Physikern, namentlich von Faraday, verfochten worden ist.

Der jetzigen allgemeinen Meinung nach besteht das Licht aus vor- und rückwärts gehenden Bewegungen der Aethertheilchen. Wäre dieses der Fall, so würde also der elektrische Strom eine fortschreitende Bewegung des Aethers seyn in der Richtung des (positiven und negativen) elektrischen Stromes. Allein, daſs dieselben Gleichungen, die die Theorie für die sehr kleinen Verschiebungen aus der Gleichgewichtslage ableitet, auch für beliebige Verschiebungen gültig bleiben sollten, ist eine Unmöglichkeit, und es geht eben aus dieser ganzen Entwicklung hervor, daß es dieselben Gleichungen sind, die für beide Fälle gültig sind. Das Licht kann daher nicht Schwingungen von der bisher angenommenen Art seyn, und diese letztere Consequenz der Aethertheorie macht dieselbe unhaltbar.

Dagegen giebt es eine andere Auffassung der Natur der Lichtschwingungen, auf welche ich schon früher (Pogg. Ann. Bd. 118, S. 113) aufmerksam gemacht habe, und die vielleicht jetzt an Wahrscheinlichkeit gewinnt. Denken wir uns nämlich das Licht als *rotirende* Schwingungen im Innern der Körper um Axen, deren Richtung dieselbe ist wie diejenige, die wir nach der Elasticitätstheorie als Schwingungsrichtung betrachten, so wird der elektrische Strom keine translatorische Bewegung, sondern nur eine in einer Richtung fortgesetzte Rotation, und die Axe der Rotation wird alsdann die Richtung des Stromes. Diese Rotation wird nur in guten Elektricitätsleitern fort dauernd seyn, und die Bewegung sich dann hier in der Richtung der Axe fortpflanzen, während sie in den schlechten Leitern periodisch wird und sich durch das, was wir in der Elektricitätslehre Induction nennen, fortpflanzt, in einer Richtung senkrecht gegen die Rotationsaxe. Es wird bei dieser Auffassung

kaum irgend einen Grund geben, die Hypothese von einem Aether festzuhalten, da man sehr wohl annehmen kann, dass im sogenannten leeren Raum so viel materieller Stoff enthalten sey, dass derselbe hinlängliches Substrat für die Bewegung darbiete.

Diese Hypothese über die Natur des Lichts und der elektrischen Ströme wird möglicherweise, so wie die Wissenschaft vorwärts schreitet, entweder eine andere Gestalt annehmen oder vollständig verworfen werden; allein das Resultat der gegenwärtigen Untersuchung, dass nämlich *die Schwingungen des Lichtes elektrische Ströme sind*, ist ohne Voraussetzung einer physischen Hypothese gewonnen und wird daher von solcher auch unabhängig seyn.

VI. Ueber die phosphorigsauren Salze; von C. Rammelsberg.

(Erster Theil.)

H. Davy entdeckte i. J. 1812 das Phosphortrichlorid und die Bildung der phosphorigen Säure aus demselben durch Einwirkung des Wassers, Dulong lehrte sie 1816 im krystallirten Zustande kennen, und beschrieb im Allgemeinen das Verhalten ihrer Salze, insbesondere deren Löslichkeit. Die ersten analytischen Versuche an phosphorigsauren Salzen verdanken wir aber Berzelius¹⁾), welcher aus der Zusammensetzung des Phosphortrichlorids den Schluss zog, dass der Sauerstoff in der phosphorigen und der Phosphorsäure sich = 3:5 verhalte und so die Annahme H. Davy's, dies Verhältniss sey = 1:2, widerlegte, was Letzteren allerdings nicht hinderte, dennoch auf seinem Irrthum zu beharren²⁾). Bei jener Gelegenheit nun suchte Berze-

1) *Afhandl. i Fisik, Kemi och Min. IV.* Uebersetzt von Palmstedt, Schweigg. J. Bd. 23, S. 153 (1818).

2) *Phil. Transact.* 1818, II. Schweigg. J. Bd. 30, S. 294.

lius die Sättigungscapacität der phosphorigen Säure durch die Analyse des Baryt- und des Bleisalzes zu bestimmen, und fand, dass der Sauerstoff von Basis und Säure = 2:3 ist, dass aber beide Salze Wasser enthalten, welches sie bei keiner Temperatur ohne Zersetzung verlieren. Dabei ergab sich im Bleisalz der Sauerstoff der Basis und des Wassers = 2:1, im Barytsalz = 1:1. Auch hat Berzelius nachgewiesen, dass diese Salze bei der Oxydation sogenannte neutrale Phosphate geben, d. h. solche, in denen der Sauerstoff von Basis und Säure = 2:5 ist.

Fast zehn Jahre später sah sich H. Rose durch seine Untersuchungen über Phosphorwasserstoff auch zu einer Arbeit¹⁾ über die phosphorigsauren Salze geführt, welche, trotzdem sie hauptsächlich das Verhalten derselben in der Hitze zum Ziel hatte, dennoch bisher die Hauptquelle für die Kenntniß dieser Salze geblieben ist. Soweit die Analysen reichten, fand sich bestätigt, dass die durch Fällung entstehenden phosphorigsauren Erd- und Metallsalze übereinstimmend 2 Atome Basis gegen 1 Atom Säure enthalten ($2RO + PO^3$), und dass sie sämmtlich (aufser etwanigem Krystallwasser) eine gewisse Menge Wasser einschliessen, ohne welches sie nicht bestehen können, welches aber auch in hoher Temperatur nicht entweicht, sondern zersetzt wird, so dass sein Sauerstoff das Salz in ein phosphorsaures verwandelt, und der Wasserstoff allein entweicht.

H. Rose bestätigte zugleich die von Berzelius gefundene Verschiedenheit dieses Wassergehalts. Das Baryt-Strontian- und Kalksalz enthalten nach ihm *zwei* At. Wasser, $2RO + PO^3 + 2HO$, das Mangan- und das Bleisalz nur *ein* At., $2RO + PO^3 + HO$. Beim Zink- und Zinnoxydulsalz ist das Resultat nicht deutlich, und die grosse Reihe der übrigen Salze hat er überhaupt nicht analysirt. Denn der Hauptzweck seiner Untersuchung war, wie schon gesagt, die Ermittlung des Verhaltens in der Hitze, und in dieser Hinsicht zog er aus seinen zahlreichen Versuchen den Schluss, dass die Salze, welche zwei At. Wasser enthalten,

1) Diese Ann. Bd. 9, S. 23, 215.

sich in Pyrophosphate und Wasserstoff zersetzen, diejenigen aber, welche nur ein At. Wasser enthalten, ein basisches Phosphat und ein Gemenge von 1 At. Phosphorwasserstoff und 2 At. Wasserstoff liefern, welches nicht selbstentzündlich ist¹⁾. Wir übergehen hier die zahlreichen anderweitigen Erfahrungen H. Rose's in diesem Gebiet, welche weiterhin zum Theil anzuführen seyn werden.

Bekanntlich sind die Salze der von Dulong entdeckten unterphosphorigen Säure den phosphorigsauren in vieler Beziehung und namentlich darin ähnlich, dass auch sie chemisch gebundenes Wasser enthalten. Mehrere von ihnen waren von H. Rose analysirt worden, aber auch hier war das Verhalten in der Hitze der Hauptzweck seiner Versuche.

Im J. 1842 machte Würtz eine Abhandlung über die Constitution der unterphosphorigen Säure bekannt²⁾, welche hauptsächlich auf den Analysen des Baryt-Kalk- und Bleisalzes fußt, welche 2 At. chemisch gebundenes Wasser enthalten, $\text{RO} + \text{PO} + 2\text{HO}$, von dem bei der Zersetzung der Salze in der Hitze nur ein Theil als Wasser frei wird. Würtz entschied sich für die schon von Dulong ange deutete Ansicht, dass das Wasser in den Salzen und in der Säure nicht als solches enthalten, sondern dass die unterphosphorige Säure, die Sauerstoffverbindung eines aus Phosphor und Wasserstoff bestehenden Radicals oder gemäss der Dulong-Davy'schen Theorie die Wasserstoffverbindung eines ternären Radicals sey.

Gegen diese Ansichten trat H. Rose als Vertheidiger der älteren auf³⁾, und hob insbesondere die Analogie mit der phosphorigen Säure hervor.

Etwas später (1845) erschien eine neue Arbeit von Würtz über die Säuren des Phosphors⁴⁾, welche eine grosse Reihe

1) S. auch *Traité complet I*, 525.

2) Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. 43, S. 318.

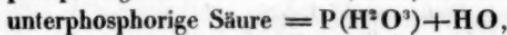
3) Diese Ann. Bd. 58, S. 301.

4) *Ann. Chim. Phys. III, Sér. XVI.* Auch Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. 58, S. 49.

von Analysen unterphosphorigsaurer Salze enthält, in einem besonderen Abschnitt aber auch die phosphorigsauren Salze behandelt. Wir finden hier die Zusammensetzung der kry-stallirten Säure, der Alkalosalze und des Kupfersalzes als neu, des Baryt- und Bleisalzes als Bestätigung der Angaben von Berzelius und H. Rose, besonders aber eine Reihe saurer Salze, die bloß beim Baryt früher schon von H. Rose nachgewiesen waren, nämlich von Kali, Natron, Baryt und Kalk.

Ganz entgegen dem, was die Versuche H. Rose's (und Berzelius's) gelehrt hatten, daß nämlich viele phosphorigsaure Salze zwei Atome chemisch gebundenes Wasser, andere nur ein Atom desselben enthalten, und sich demgemäß bei ihrer Zersetzung in der Hitze verschieden verhalten, behauptet Würtz, daß die normalen (neutralen) Salze, deren er eine gewisse Anzahl mit ihren Formeln in einer Tabelle zusammenstellt, durchgängig nur ein Atom Wasser enthalten, und so insbesondere das Barytsalz, bei dem das Gegentheil durch Berzelius und durch H. Rose erwiesen war. Es ist auch kein Versuch mitgetheilt, welcher beweisen könnte, daß diese Chemiker sich geirrt hätten, im Gegentheil sagt Würtz, seine Analysen des phosphorigsauren Baryts (die er jedoch nicht anführt) seyen mit denen H. Rose's im Einklang! Die von ihm PHO^4 , $2\text{BaO} + \text{HO}$ geschriebene Formel enthält das HO als Krystallwasser, welches beim Trocknen fortgeht. Wir werden beim Barytsalz zeigen, wie irrig diese Angaben sind.

Würtz betrachtete mithin die phosphorige Säure nach Art der unterphosphorigen als PHO^4 , als zweibasisch, $\text{PHO}^4 + 2\text{HO}$; er dachte sich die drei Säuren des Phosphors als analoge Verbindungen,



verschieden also dadurch, daß O durch H, O^2 durch H^2 ersetzt seyen, und gab ihnen im Sinne der Dulong-Davy-schen Theorie den Ausdruck

$\text{PH}^{\circ} \cdot \text{O}^{\circ}$, $\text{PH}^{\circ} \cdot \text{O}^{\circ}$, $\text{PH}^{\circ} \cdot \text{O}^{\circ}$.

wonach sie gleichviel Wasserstoff enthalten, ihre Sättigungs-capacität aber mit dem Sauerstoff zunimmt. H. Rose hat auf diese Abhandlung von Würtz nur wenig erwidert¹⁾. Er erinnert daran, dass seine Versuche in der Mehrzahl der phosphorigsauren Salze zwei Atome Wasser gegeben haben, dass Würtz's Ansicht also unstatthaft sey, indem er schliefslich die angenommene Vertretung des Sauerstoffs durch Wasserstoff bekämpft.

Zwanzig Jahre sind seit diesen Discussionen zwischen ausgezeichneten Chemikern verflossen, der Umfang der Wissenschaft ist in ihrem thatsächlichen Gebiete ein sehr viel gröfserer geworden, vor allem aber haben die Ansichten über gewisse Fundamentalsätze eine durchgreifende Aenderung erfahren. Lange Zeit hindurch war das Gebiet der organischen Chemie allein der Kampfplatz der neuen Ideen, seit Dumas den Begriff der Substitution in die Wissenschaft eingeführt hatte, alle strebsamen Kräfte warfen sich auf diesen Theil, und haben ihn in einer Weise erweitert und umgeformt, welche nothwendig Bewunderung erregen muss.

Die allgemeinen Grundlagen der jetzigen Anschauungen im Gebiet der organischen Chemie müssen aber für die gesammte Chemie Geltung haben, wenn sie, wie wir glauben, der Wahrheit um einen Schritt näher kommen. Es ist daher jetzt eine wichtige Aufgabe, an die Thatsachen der unorganischen Chemie den Maßstab der auf dem Felde der organischen entwickelten Theorien zu legen, und besonders solche Punkte in's Auge zu fassen, welche weiterer Erforschung bedürfen.

Die vorliegende Arbeit soll entscheiden, ob die phosphorigsauren Salze, wie Berzelius und H. Rose gefunden haben, verschiedene Mengen, oder ob sie, wie Würtz angenommen hat, stets eine und dieselbe Menge chemisch gebundenen Wassers enthalten, und die Säure selbst der

1) Diese Ann. Bd. 67, S. 285.

Formel $H^3 P O^6$ entspricht. Ich habe deshalb eine Reihe der wichtigsten Erd- und Metallsalze dargestellt und analysirt. Die Hauptpunkte, um welche es sich handelt, sind 1) das vollständige Trocknen der Salze in einer Temperatur, bei welcher sie ihr Krystallwasser gänzlich verlieren, ohne schon eine anfangende Zersetzung zu erleiden, und 2) die genaue Bestimmung des Metalls im getrockneten Salze.

Beide Aufgaben sind nicht leicht mit wünschenswerther Schärfe zu lösen, und schon Würtz bemerkt sehr richtig, dass die phosphorigsauren Salze ein weit schwierigeres Feld der Untersuchung darbieten, als die unterphosphorigsauren. Bei ihrer Schwerlöslichkeit weiss man nicht, ob man es mit Gemengen zu thun hat, und ob sie frei von Phosphaten sind. Sie geben das locker gebundene Wasser vollständig erst zwischen 150° — 200° oder noch etwas darüber ab, und man hat kein Merkmal, um zu beurtheilen, ob bei 200° schon die Zersetzung beginnt, wenn nicht eine Änderung der Farbe darauf hindeutet oder Phosphorgeruch sich bemerklich macht. Endlich bedarf es keiner Erörterung, dass die Metallbestimmung in einem Phosphat oder Pyrophosphat in den meisten Fällen weder einfach noch scharf sich ausführen lässt. Die hierdurch bedingten Differenzen ließen sich nur durch wiederholte Analysen, durch modifizierte Methoden, ausgleichen, und haben den Umfang der Arbeit sehr vergrößert.

Phosphorigsaurer Baryt.

Berzelius, welcher dieses Salz schon früher analysirt hat¹⁾, bemerkt, dass es an der Luft verwittere, doch hat weder er noch H. Rose auf den dadurch angedeuteten Gehalt an Krystallwasser Rücksicht genommen.

Wenn das lufttrockne Salz, welches immer ein feinkry stallinisches Pulver bildet, erwärmt wird, so verliert es am Gewicht, und man bemerkt, dass nach dem Trocknen bei 100 — 150° abermals Wasser fortgeht, bis das Gewicht bei

1) A. o. a. O.

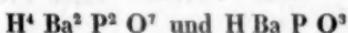
200—250° constant wird. Dennoch ist der Gesamtverlust kaum grösser als 1,5 Proc., und man möchte glauben, dass er lediglich von mechanisch anhängendem Wasser herrührt.

Ich habe dieses Salz, welches für die Entscheidung dieser Frage vor allen in Betracht kommt, sich leicht und rein darstellen lässt und eine genaue Metallbestimmung gestattet, vielfach untersucht, und gebe im Nachfolgenden bloß die procentischen Resultate an, wobei der aus dem Ba berechnete Gehalt an P dem gefundenen vorangestellt ist. Auch die Analysen meiner Vorgänger sind hier mit aufgenommen¹⁾.

	Lufttrocknes Salz				Getrocknetes Salz	
	Gewichtsver- lust bei 200°	gefunden. Ba	berechn. P	gefunden. Ba	berechn. P	
Berzelius	{ 60,27					
	{ 60,21	13,63	13,70	61,25	13,86	
H. Rose	59,75	13,52	14,22	60,78	13,75	
	59,26	13,41		60,29	13,64	
	59,39	13,44	13,99	60,42	13,67	
	1,50	59,54	13,47		60,45	13,68
	1,66	59,88	13,55		60,79	13,75
	1,89	59,88	13,55		61,03	13,81
	1,92	59,94	13,56	14,39	61,11	13,83
	1,65	60,32	13,65	12,42	61,33	13,88
	1,66	60,70	13,73		61,72	13,97
Mittel	1,71					

Bei der Berechnung der 4 ersten Analysen ist das Mittel des Wassers 1,71 zum Grunde gelegt.

Der Ba-Gehalt des getrockneten Salzes ist im Mittel 60,92 Proc. Daraus folgt mit Sicherheit, dass das Atomverhältnis von Ba:H = 1:2 und nicht = 1:1 ist. Die beiden Formeln, welche dies ausdrücken,



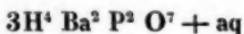
verlangen:

1) Nach erforderlicher Correction.

$4\text{H} = 4 = 0,89$	$\text{H} = 1 = 0,46$
$2\text{Ba} = 274 = 60,62$	$\text{Ba} = 137 = 63,13$
$2\text{P} = 62 = 13,72$	$\text{P} = 31 = 14,29$
$7\text{O} = 112 = 24,77$	$3\text{O} = 48 = 22,12$
$\frac{452}{452}$	$\frac{100}{217}$

und lassen durch den 2,5 Proc. betragenden Unterschied im Baryumgehalt keinen Zweifel übrig.

Wenn der phosphorigsaure Baryt wirklich Krystallwasser enthält, so könnte dies höchstens 1 Mol. gegen 3 Mol. des Salzes seyn; denn



ist

$12\text{H} = 12 = 0,87$
$6\text{Ba} = 822 = 59,83$
$6\text{P} = 186 = 13,54$
$21\text{O} = 336 = 24,45$
$\text{aq} = 18 = 1,31$
$\frac{1374}{1374} \quad \frac{100}{100}$

Die Formel $2\text{H}^4 \text{Ba}^2 \text{P}^2 \text{O}^7 + \text{aq}$ setzt 1,95 Proc. Wasser voraus.

H. Rose hat die directe Bestimmung der phosphorigen Säure in ihren Salzen durch Quecksilberchlorid empfohlen¹⁾. Eine solche Bestimmung würde sehr werthvoll seyn, um die Reinheit der Salze zu constatiren; ich habe sie deshalb mehrfach, insbesondere beim Barytsalz versucht.

$$a) 3,162 = 4,926 \text{ Hg}^2 \text{Cl}^2 = 0,324217 \text{ Phosphor}$$

$$b) 1,16 = 2,098 \quad \text{=} = 0,138085 \quad \text{=}$$

$$c) 1,837 = 3,573 \quad \text{=} = 0,235166 \quad \text{=}$$

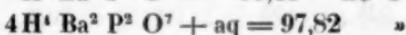
Beim letzten Versuch war der Zutritt der Luft ausgeschlossen. Der Phosphor beträgt hiernach im lufttrocknen Salz

$$\begin{array}{ccc} a & b & c \\ 10,25 & 11,90 & 12,80 \end{array} \text{ Proc.}$$

Es ist mir demnach nicht gelungen, den Phosphor auf diese Art genau zu bestimmen.

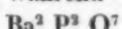
1) *Traité complet II*, 753.

Wird phosphorigsaurer Baryt mit Salpetersäure erhitzt, so verwandelt er sich in phosphorsauren Baryt.



Berzelius, welcher diesen Versuch zuerst gemacht hat, giebt 97,5 Proc. Phosphat an.

H. Rose erhielt auf dieselbe Art 99,3 Proc. und 100 Th. des Phosphats gaben 61,81 Proc. Baryum (Berzelius) oder 60,16 Proc. (H. Rose), während



$$2 \text{Ba} = 274 = 61,16$$

$$2 \text{P} = 62 = 13,84$$

$$7 \text{O} = 112 = 25,00$$

$$\frac{448}{\underline{448}} \quad \frac{100}{\underline{100}}$$

ist.

Man wird erwarten dürfen, dass das Product pyrophosphorsaurer Baryt sey, und doch ist dies nicht ganz richtig. Ich habe nämlich gefunden, dass ein Theil der Wirkung von Chlorwasserstoffsäure hartnäckig widersteht, und dass dieser Theil *metaphosphorsaurer* Baryt ist.

100 Th. des durch Abdampfen mit Salpetersäure erhaltenen weissen Rückstandes hinterliessen beim Kochen mit Chlorwasserstoffsäure 12,78 unaufgelöst. Dieser Rest schmolz beim Glühen zu einem farblosen Glase. Die gesonderte Analyse beider Antheile ergab

in 87,22 Proc. des Aufgelösten	in 12,78 Proc. des Rückstandes	im Ganzen also
Ba 54,88	5,99	60,87
P 11,33	2,68	14,01

In dem Aufgelösten kommen 10 Ba auf 9 P, in dem Rückstande Ba auf 2 P, jener ist ein Gemenge von Baryt und pyrophosphorsaurem Baryt,

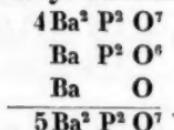
Ba 50,07	{	81,87 Ba ² P ² O ⁷
P 11,33		
O 20,47	{	5,37 Ba O
Ba 4,81		
O 0,56	{	87,24

Der Rückstand aber ist $\text{Ba P}^2 \text{O}^6$

	gefunden
$\text{Ba} = 137 = 46,44$	46,9
$2\text{P} = 62 = 21,02$	20,9
$6\text{O} = 96 = 32,54$	
	$\underline{295 \quad 100}$

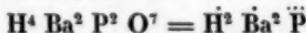
Bei Wiederholung dieser Versuche habe ich ähnliche Werthe erhalten.

Es folgt also hieraus, dass der phosphorigsaure Baryt durch Salpetersäure in pyrophosphorsauren, metaphosphorsauren und salpetersauren Baryt verwandelt wird, welcher letztere beim Glühen Baryt hinterlässt. Das Schema



entspricht auch den Versuchen recht gut, denn es setzt voraus, dass 100 Th. des Ganzen 13,17 Proc. Metaphosphat und 6,83 Proc. Ba O enthalten.

Die mitgetheilten Versuche beweisen, dass der phosphorigsaure Baryt auf 1 At. Baryum 2 At. Wasserstoff enthält, oder, wie man sich früher ausdrückte, dass er 2 At. chemisch gebundenes Wasser einschließt.



Sie bestätigen also die Versuche H. Rose's und Berzelius's. Wenn nun Würtz behauptet, dass seine Resultate hinsichtlich dieses Salzes ganz mit denen des zuerst genannten Chemikers übereinstimmen, und dass die Formel PHO^4 , 2BaO , HO sey, so ist das ein vollständiger Widerspruch, auf den bis jetzt meines Wissens Niemand aufmerksam gemacht hat. Denn nach Würtz enthielte ja das Salz nur 1 At. Wasser als chemisch gebundenes, 1 At. als Kry stallwasser, d. h. seine Formel würde jetzt



seyn, und es müfste fast genau 4 Proc. Wasser enthalten, was durch die Versuche hinreichend widerlegt wird. Hierzu gesellt sich noch der Irrthum bei Würtz, dass dieses Wasser,

welches bei 150—200° entweiche, 2,6 Proc. ausmache, was den Formeln $6\text{H Ba P O}_4 + 5\text{aq} = 3\text{H}_4\text{Ba}^2\text{P}_2\text{O}_7 + 2\text{aq}$
 $= 3\text{H}_4\text{Ba}^2\text{P}_2\text{O}_7 + 5\text{aq}$ entsprechen würde.

Nach H. Rose zersetzt sich der phosphorigsaure Baryt beim Glühen in Wasserstoff und pyrophosphorsauren Baryt; er fand in letzterem 61,56 Proc. Baryum.

Ich habe mich zunächst davon überzeugt, dass das bei 250° getrocknete Salz beim Glühen kein Wasser giebt; das Wasserstoffgas riecht nach Phosphor, etwas von letzterem wird mit rother Farbe frei, und der fast weisse Rückstand nimmt, wenn beim Erkalten die Luft Zutritt hat, eine gelbe Farbe an. Seinen Gehalt an Baryum fand ich = 60,07 — 60,74 — 61,52 Proc., seinen Gehalt an Phosphor = 13,35 — 14,02 — 14,64 — 14,78 Proc., woraus folgt, dass der in Folge secundärer Zersetzung (Einfluss des Wasserstoffs, Zutritt von Luft) freiwerdende Phosphor ein Minimum ist. Digerirt man den Glührückstand mit einer Lösung von schwefelsaurem Natron, so giebt das Filtrat mit Silberauflösung einen weissen Niederschlag, welcher beim Schmelzen 1,2 Proc. verlor und 70,8 Proc. Silber gab, mithin $\text{Ag}_4\text{P}_2\text{O}_7$ war. Es leidet demnach keinen Zweifel, dass der phosphorigsaure Baryt durch Glühen in pyrophosphorsauren übergeht. Die Färbung verdankt er feinzertheiltem Phosphor, welcher beim Auflösen des Rückstandes in Säuren zurückbleibt.

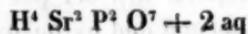
Phosphorigsaurer Strontian.

In der Mischung von Chlorstrontium und der aus Phosphortrichlorid und Wasser erhaltenen sauren Auflösung bildet sich ein reichlicher krystallinischer Niederschlag, wenn man die Flüssigkeit mit Ammoniak nicht ganz sättigt.

1,673 des lufttrocknen Salzes verloren bei 200° 0,036, bei 250° 0,181 und bei weiterem Erhitzen nichts mehr am Gewicht. Aus der Auflösung in Chlorwasserstoffsäure wurden durch Schwefelsäure und Alkohol 1,558 schwefelsaurer Strontian = 0,745 Strontium gewonnen. Das Filtrat, nach Entfernung des Alkohols mittelst chlorsauren Kalis oxydiert,

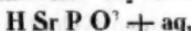
gab mit Magnesiamischung einen Niederschlag, der beim Glühen 1,0 Magnesiapyrophosphat = 0,27927 Phosphor lieferte.

Hieraus folgt, daß der phosphorigsaure Strontian gerade wie das Barytsalz gegen 1 At. Sr 2 At. H enthält, überdies aber 2 Mol. Krystallwasser.



4H =	4 =	1,03	gefunden
2Sr =	176 =	45,13	44,53
2P =	62 =	16,00	16,69
7O =	112 =	28,61	
2aq =	36 =	9,23	10,82
	390	100.	

Die durch eine Differenz = $\frac{1}{2}$ H₂O abweichende Formel



welche

H =	1 =	0,54
Sr =	88 =	47,31
P =	31 =	16,66
3O =	18 =	25,81
aq =	18 =	9,68
	186	100

erfordert, darf nicht angenommen werden. Dies lehrt einerseits der Vergleich des Strontiumgehalts im wasserfreien Salz gegenüber dem nach beiden Formeln berechneten

gefunden H⁴ Sr² P² O⁷ H Sr P O³

Sr 49,93 49,72 52,38

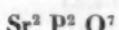
andererseits wird es anschaulich, wenn man das Salz in der früheren Art als Sr² P betrachtet, und seine Zusammensetzung aus dem Strontiumgehalt berechnet.

		Sauerstoff.
Strontian	Sr O	59,01
Phosphorige S. P O ³		31,21
Wasser		9,78
		100.
		9,08
		13,62
		8,70

Man sieht, daß der Sauerstoff von SrO und HO gleich groß, nicht aber = 2:1 ist.

H. Rose beschreibt das Verhalten des Salzes in der Glühhitze ähnlich dem des Barytsalzes, nur wurde etwas

mehr Phosphor frei. Er fand im Glührückstande 52,18 Proc. Strontium. Da das Pyrophosphat



$$\begin{array}{rcl} 2\text{Sr} & = & 176 = 50,30 \\ 2\text{P} & = & 62 = 17,72 \\ 7\text{O} & = & 112 = 31,98 \\ \hline & & 350 \quad 100 \end{array}$$

so bemerkte H. Rose, bei Zersetzung des Strontiansalzes trete schon mehr Phosphorwasserstoff und mehr freier Phosphor auf, daher der Rückstand auch mehr freie Strontianerde enthalten müsse.

Meine Versuche ergeben, dass das bei nahe 300° getrocknete Salz beim Glühen kein Wasser, dagegen Wasserstoff und ein wenig selbstentzündlichen Phosphorwasserstoff giebt, rothen Phosphor ausscheidet und einen gelben Rückstand lässt. Seine Menge betrug einmal 91,3 Prozent des Salzes $\text{H}^4 \text{Sr}^2 \text{P}^2 \text{O}_7 + 2 \text{aq}$, dessen Gehalt an $\text{Sr}^2 \text{P}^2 \text{O}_7 = 89,74$ seyn würde. Er gab 49,87 Proc. Strontium, welche dem berechneten Gehalt des pyrophosphorsauren Strontians ziemlich gut entsprechen.

Phosphorigsaurer Kalk.

Auch dieses Salz enthält nach H. Rose 2 At. chemisch gebundenes Wasser.

Nach meinen Versuchen enthält das lufttrockne Salz überdies eine ansehnliche Menge Krystallwasser, denn es verlor bei 200—300° in zwei Versuchen 13,18 und 13,29 Proc. (1).

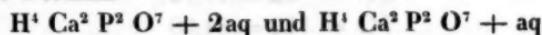
2,446 gaben, in gleicher Art wie das Strontiansalz analysirt, 2,259 $\text{Ca S O}_4 = \text{Ca } 0,66433$, und 1,918 $\text{Mg}^2 \text{P}^2 \text{O}_7 = \text{P } 0,53567$ (1).

Eine in gelinder Wärme getrocknete Probe zeigte nur den halben Wassergehalt. 1,48 verloren bei 200° 0,101; 0,973 gaben 0,935 $\text{Ca S O}_4 = \text{Ca } 0,275$, und 0,774 $\text{Mg}^2 \text{P}^2 \text{O}_7 = \text{P } 0,2162$.

Also

	1	2
Wasser	13,23	6,82
Calcium	27,16	28,26
Phosphor	21,90	22,22

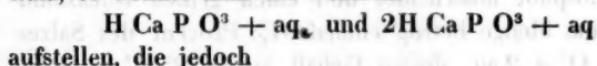
Die Formeln



erfordern

$4\text{H} = 4 = 1,36$	$4\text{H} = 4 = 1,45$
$2\text{Ca} = 80 = 27,21$	$2\text{Ca} = 80 = 29,00$
$2\text{P} = 62 = 21,09$	$2\text{P} = 62 = 22,46$
$7\text{O} = 112 = 38,09$	$7\text{O} = 112 = 40,57$
$2\text{aq} = 36 = 12,25$	$\text{aq} = 18 = 6,52$
<hr/> $294 \quad 100$	<hr/> $276 \quad 100$

Enthielte das Salz gleiche Atome Wasserstoff und Calcium, so könnte man die Formeln



erfordern würden. Außerdem ergibt sich die Unhaltbarkeit dieser Annahme, wenn man die Zusammensetzung beider Salze im wasserfreien Zustande aus dem gefundenen Calciumgehalt in der früheren Art berechnet:

	1	Sauerstoff		2	Sauerstoff	
CaO	43,82	12,52		42,46	12,13	
PO ³	43,04	18,78		41,71	18,20	
HO	13,14	11,68		13,83	12,29	
	<hr/> 100.			<hr/> 100.		

Der Sauerstoff von CaO und HO ist offenbar gleich.

Wird das getrocknete Salz in einem verschlossenen Gefäße geglüht, so entwickelt sich Wasserstoff, etwas Phosphor wird frei und der weisse Rückstand nimmt beim Abkühlen, wenn Luft hinzutritt, eine braungelbe Farbe an. Seine Menge betrug, auf das lufttrockne Salz mit 2 Mol. Wasser berechnet, 86,8 Proc.; er ist im Wesentlichen pyrophosphorsaurer Kalk, Ca²P²O⁷.

Das Freiwerden von Phosphor beruht hier und in ähnlichen Fällen gewifs auf der Einwirkung des Wasserstoffs auf das glühende Pyrophosphat, denn aus Versuchen von Struve¹⁾ ergiebt sich, dass die Pyrophosphate, deren Metalle durch Wasserstoff nichtreduzierbare Oxyde bilden, in jenem Gase bei hoher Temperatur sich in Phosphate verwandeln. Im vorliegenden Fall ist die Menge des Wasserstoffs zu gering und die Temperatur zu niedrig, als dass sich diese Wirkung auf grössere Mengen des Pyrophosphats erstrecken könnte.

(Schluss im nächsten Heft.)

VII. Ueber die mechanische Energie der chemischen Wirkungen; von Dr. H. W. Schröder van der Kolk.

Zweiter Artikel.

In einer früheren Mittheilung¹⁾ habe ich versucht, das Theorem der mechanischen Energie auf einige chemische Wirkungen anzuwenden; hauptsächlich zur Begründung des Satzes, dass Körper, welche bei der Bildung Wärme absorbiren, sich nicht wieder bilden bei nachfolgender Abkühlung, wenn sie mittelst einfacher Erhitzung zerlegt sind. Das Theorem führt aber bei weiterer Anwendung zu Resultaten, welche vielleicht nicht ganz ohne Werth sind, weshalb ich noch einmal auf den nämlichen Gegenstand zurückkomme.

Den Begriff der mechanischen Energie habe ich in oben genannter Abhandlung angegeben, und dieser mag hier, so weit die nachfolgenden Betrachtungen es erfordern, in Kurzem wiederholt werden.

Ein Körper, welchen wir uns erst in einem bestimmten Zustand bei 0° denken, wird, zu einer bestimmten Tem-

1) Journ. f. pr. Chem. Bd. 79, S. 345.

2) Pogg. Ann. Bd. 122, S. 439.

peratur erwärmt, eine bestimmte Quantität Wärme aufgenommen haben. Diese Wärme ist theils zur Temperaturerhöhung, theils zu molekularen Veränderungen (sogenannter innerer Arbeit), theils zu äußerer Arbeit angewandt. Diese ganze Wärmemenge steigt fortwährend mit der Temperatur. Zur Temperaturerhöhung sowohl als zur Veränderung der Aggregatzustände, vom festen zum flüssigen und von diesem zum luftförmigen, wird immer Wärme aufgenommen. Von dieser Quantität muß dann die in äußere Arbeit umgesetzte Wärme abgezogen werden, um die nach dem Processe im Körper befindliche Wärme zu finden. Diese Quantität ist von Thomson die mechanische Energie des Körpers in diesem Zustande genannt worden. Sie giebt bei unserer Voraussetzung nicht die absolute Menge Energie an, sondern die Menge von ihr, welche mehr im Körper angehäuft ist als bei einem bestimmten Zustand, z. B. bei 0° .

Demzufolge hat jeder Körper in einem bestimmten Zustand eine gewisse Menge Energie. Freilich ist die absolute Energie-Menge immer unbekannt, es handelt sich aber bei diesen Betrachtungen nur um Differenzen. Wenn z. B. Knallgas mittelst des elektrischen Funkens in Wasserdampf sich umsetzt, wird Wärme frei, und wenn dies in einem geschlossenen Gefäß stattfindet, wird diese Wärme angeben, wie viel mehr Energie im Knallgase als im Wasserdampf angehäuft ist. Diese Menge muß wieder zugeführt werden, um Dampf in Knallgas zu verwandeln.

Es kommen nun die zwei folgenden Sätze in Anwendung:

1. Wenn mechanische Arbeit auftritt, verschwindet eine aequivalente Wärmemenge und umgekehrt. Dies hängt zusammen mit der Betrachtung der Wärme als einen molekularen Bewegungszustand. Bei den Anwendungen in der Chemie wird nun das Nämliche von der chemischen Arbeit vorausgesetzt. Es ist eine gewisse Arbeit erforderlich, um im Wasserdampf die Elemente zu trennen, welche wir der Verbindungswärme aequivalent setzen.

Da wir diese chemische Arbeit nicht, wie die mechani-

sche, direct bestimmen können, und sie nur aus der entwickelten Wärme ableiten, so lässt sich dies Gesetz nicht prüfen. Vielmehr ist es eine Anwendung eines sonst allgemein als gültig erachteten Satzes auf die chemischen Erscheinungen, welche zugleich die Bedingung in sich schließt, daß die zwischen den Molekülen wirkenden Kräfte sich auflösen lassen in Kräfte, welche in der Richtung der Verbindungslinie wirken, und deren Intensität nur von der Entfernung abhängt¹⁾.

II. Die Wärme kann nicht von selbst aus einem kälteren in einen wärmeren Körper übergehen.

Dieser Satz ist von Clausius²⁾. In der Chemie findet er häufige Anwendung, und in dieser so wie in der vorhergehenden Mittheilung sind meistens Anwendungen dieses Satzes besprochen.

Mit diesem Satze hängt zusammen, daß mechanische Arbeit zwar von selbst in Wärme sich umsetzt, die entgegengesetzte Verwandlung von Wärme in Arbeit dagegen nicht von selbst stattfindet, sondern immer von einer compensirenden Wirkung begleitet ist; z. B. wenn eine gewisse Wärmemenge sich in Arbeit umsetzt, und zugleich eine andere Wärmemenge von höherer in niedere Temperatur übergeht. Für die weitere Behandlung dieses Satzes muß ich auf die Abhandlungen von Clausius, Zeuner, Verdet u. a. verweisen.

Wenn man auch diesen Satz auf die chemische Arbeit anwendet, so kommt man zu folgendem Schluss. Wenn ein Körper, wie NO, sich zerlegt unter Wärmeabsorption bei Erhitzung, wird er bei nachfolgender Abkühlung sich nicht wieder bilden können, da er hierbei Wärme aufnehmen muß. Hierbei müßte nämlich der Körper entweder von der äußeren Umgebung, welche aber nie eine höhere sondern höchstens eine gleiche Temperatur hat, Wärme aufzunehmen, was dem Satze, wie er oben formulirt ist, widerspricht, oder der Körper müßte sich plötzlich erkalten. Hierbei würde sich

1) Helmholtz, Erhaltung der Kraft, 1847, S. 10.

2) Pogg. Ann. Bd. 120, S. 431. Abh. Mech. Wärmetheorie S. 301.

aber Wärme von selbst in chemische oder molekulare Arbeit umsetzen, was nach obigem Satze gleichfalls als unmöglich angenommen wird¹⁾.

Auf den ersten Blick mag es etwas gewagt erscheinen, diese Sätze ohne weiteres als in der Chemie gültig zu betrachten; wer aber diese Sätze in der Physik als richtig betrachtet, kann schwerlich deren Anwendung in der Chemie bezweifeln, da die Wärmelehre in der Physik doch keine andere als die in der Chemie seyn kann. Vielmehr müssen wir auch hier vom Einfachen zum Zusammengesetzten fortschreiten, und da die chemischen Erscheinungen meistens viel verwickelter sind als die physikalischen, aus den letzten die Sätze ableiten, welche wir in der Chemie anwenden. Es wäre vielleicht unmöglich gewesen, obengenannte Sätze aus den chemischen Erscheinungen direct abzuleiten.

Freilich ist die Anwendung dieser Sätze bisweilen schwierig. Die speciellen molekularen Eigenschaften der Körper lassen sich keineswegs mit der Wärmetheorie enträthseln, und bei vielen Erscheinungen treten diese so sehr in den Vordergrund, daß mit dem Theorem nichts anzufangen ist. Man muß also diejenigen Erscheinungen heraussuchen, wo die molekularen Eigenschaften einigermaßen eliminiert sind, und die Wärmewirkungen mehr oder weniger rein zu Tage treten. Dieses muß ausdrücklich bemerkt werden, da es sonst den Schein hat, als suche man zum Beweise nur diejenigen Erscheinungen heraus, welche dem Satz entsprechen, und gebe den anderen kein Stimmrecht. Ich habe mich aber gar nicht bestrebt, diesen Satz aus der Chemie zu beweisen, was vielleicht auch nicht möglich ist, und gebe die unten mitgetheilten chemischen Data nur als Erläuterungen, nicht als Beweise des Gesetzes.

Bei diesen Anwendungen kommt vor allem die Verbindungswärme in Betracht, deren Bestimmungen meistens von Favre herrühren. So findet man für ClH 23783, für HO 29413 usw. Diese Zahlen sind angegeben in Calorien,

1) Die Kältemischungen machen von diesem Satz eine Ausnahme, welche vielleicht jedoch nur scheinbar ist.

d. i. in Wärmemengen, die erforderlich sind, um ein Gramm Wasser von 0° bis 1° C zu erwärmen; die Zahlen beziehen sich überdiess auf aequivalente Mengen, wo das Aequivalent von Wasserstoff = 1 Gramm gesetzt ist.

Die Bedeutung dieser Zahlen ist folgende: die beiden Componenten verbinden sich bei einer gewissen Temperatur und das gebildete Product wird dann zu der anfänglichen Temperatur der Componenten abgekühlt. Die während dieser Operation entwickelte Wärme ist die von Favre angegebene Zahl. Die Temperatur t war die gewöhnliche; man kann dafür ohne merklichen Fehler 10 bis 20° C setzen.

Die so erhaltene Zahl gibt an, wie viel mehr Energie in den Componenten im Anfangszustande als im Compositum im Endzustande angehäuft ist. Diese Menge ändert sich mit dem Anfangs- und Endzustande. Hat man z. B. erst Knallgas bei 100° , so ist diese Menge verschieden, je nachdem das gebildete Wasser bei 100° im Dampfzustande oder flüssig ist. Im letzten Falle ist dieser Werth um den Betrag der latenten Wärme gröfsen.

So erhält man auch eine ganz andere Zahl, wenn man von festem Schwefel und Sauerstoff bei 0° ausgeht und die gebildete Säure zu dieser Temperatur abktihlt, als wenn man Schwefel im Dampfzustande mit Sauerstoff sich verbinden lässt. Aber auch ohne Veränderung des Aggregatzustandes ist diese Zahl doch nicht constant. Die Differenz an Energie zwischen Knallgas und Wasserdampf ist z. B. bei 100° von der bei 200° verschieden. Sie könnte nur dann dieselbe seyn, wenn die specifische Wärme des Knallgases der des Wasserdampfes gleich wäre. Bei steigender Temperatur nähern sich diese Gase und Dämpfe aber dem vollkommenen Gaszustande, dem die permanenten Gase ziemlich nahe kommen; in diesem Zustand haben die Gase bei gleichem Volumen gleiche specifische Wärme, und sofern sich dies auch für zusammengesetzte Gase annehmen lässt¹⁾, wird von diesen Temperaturen an die Differenz an Energie constant seyn. Die in diesem Fall auftretende Verbindungs-

1) *Ann. de chim. et de Phys. Ser. IV, t. 6, p. 315.*

wärme nennt Berthelot *la chaleur atomique de combinaison*.

Die freiwerdende Energie oder Wärmemenge ist aber ganz unabhängig von der Temperatur und der Art, in welcher die Verbindung stattfindet, wenn die Anfangs- und Endzustände nur die nämlichen sind. Hat man Knallgas von 50° in Wasserdampf von der nämlichen Temperatur verwandelt, so ist die Zahl dieselbe, ob die Verbindung bei 100° , 200° oder 300° stattfindet, wie selbstverständlich ist, da man auf verschiedenen Wegen den Körper immer zu demselben Zustand zurückbringt. Da es von Wichtigkeit ist, bei den Anwendungen die wahre Bedeutung der Favre'schen Zahlen zu kennen, so füge ich diese Angaben für diejenigen Körper hinzu, welche in der Folge vorkommen. Ueberdies habe ich die Atomgewichte ($H = 1$ Grm.) hinzugefügt.

gasf. H (1)	+ gasf. O (8)	= gasf. HO (9)	29413	Favre 34 — 399
" H	+ "	Cl (35,5)	= "	CIH (36,5)
fest C (6)	+ "	O	= "	CO (14)
" C	+ "	2O	= "	C ₂ (22)
" 2C	+ "	4H	= "	C ₂ H ₄ (16)
" 4C	+ "	4H	= "	C ₄ H ₄ (28)
" S (16)	+ "	2O	= "	SO ₂ (32)
" 2S	+	fest C	= flüss. CS ₂ (38)	— 9659 " " — 450
gasf. N (14)	+ gasf. O	= gasf. NO (22)	— 8724 " 35 — "	
flüss. HO	+ "	O	= flüss. HO ₂ (17)	— 10424 " " — 23
" Br (80)	+ "	H	= gasf. BrH (81)	9322 " 37 — 453
fest Jd (127)	+ "	H	= " JdH (128)	— 3606 " " — 456
" S	+ "	H	= " SH (17)	2741 " " — "
gasf. N	+ "	3H	= " NH ₃ (17)	22728 " " — 461
" Cl	+ "	O	= ClO in Lösung (43,5)	— 7370 Theses pag. 8

fest Ph (32)	+ gasf. 5 Cl	= fest Ph Cl ₅ (229,5)	100373	<i>Thèses</i>	pag. 28
" " "	+ " 3 Cl	= flüss. Ph Cl ₃ (138,5)	94805	"	" 29
" As (75)	+ " 3 Cl	= " As Cl ₃ (181,5)	71883	"	" 30
gasf. NO ₂	+ " 3 O	= NO ₃ in Lösung (54)	—20655	"	" 33
" NO ₂	+ " O	= NO ₃ in Lösung (38)	—6614	"	" 35
fest 2 C	+ " N	= gasf. C ₂ N (28)	—38994	Dulong	"
1 Gr. Cl H entwickelt bei Lösung 449,6					
" Br H	" " "	235,6	—3639	"	"
" JdH	" " "	"	147,7	Favre, 37, p. 412 sqq.	"
" SO ₃	" " "	"	120,4	"	"
" NH ₃	" " "	"	514,3	"	"
" " "	" " "	"	"	"	"

(Das negative Zeichen bedeutet Absorption von Wärme. *Thèses* bedeutet die *Thèses* von Favre, Paris. Bachelor 1853. Die übrigen Angaben beziehen sich auf die *Annales de chim. et de phys. Ser. III.*)

Ist also t die Anfangs- und Endtemperatur und τ die, bei welcher die Verbindung stattfindet, so wird die Wärmemenge A absorbiert, um den Körper von t bis τ zu erhitzen, und es wird entwickelt die Verbindungswärme W bei der Temperatur τ , so wie die Wärmemenge B , wenn der gebildete Körper von τ bis t abgekühlt wird. Die Favre'sche Zahl F ist nun $F = W + B - A$.

W ist die eigentliche Verbindungswärme, welche von F , die Energiedifferenz, wohl zu unterscheiden ist, und aus dieser berechnet werden kann, wenn A und B bekannt sind, was indefs bei vielen Körpern nicht der Fall ist. In diesen Fällen ist man also auf die Zahl F verwiesen; öfters ist dies bei einer ersten Annäherung ohne störenden Einfluss.

Diese Zahl W gibt nun die bei der stattfindenden Verbindung verbrauchte chemische Arbeit an, eignet sich also besser zur Vergleichung der verschiedenen Reactionen als F und hat jedenfalls eine bestimmte physikalische Bedeutung. Nach dieser Definition kann man nicht reden von der Verbindungswärme vor NO , da dieses sich nicht direct bildet, wohl aber von seiner Energiedifferenz. Völlig vergleichbar sind die Werthe W indefs doch nicht, da die Körper oft in verschiedenen Aggregatzuständen vorkommen. So lässt sich z. B. die Verbindungswärme bei der Bildung von Wasserdampf aus Knallgas nicht vergleichen mit der von festem Zink mit gasförmigem Sauerstoff zu festem Zinkoxyd.

Freilich ist es für die Theorie von grossem Werth, die *chaleur atomique de combinaison* zu bestimmen, bei vielen Reactionen ist indefs die wirklich auftretende Verbindungswärme maatsgebend. Wenn z. B. bei 294° Schwefel mit Sauerstoff schweflige Säure bildet, ist die auftretende Wärme eine ganz andere als die, welche bei der Verbrennung von Schwefel im vollkommenen Gaszustande auftreten würde.

Es muss aber, wenn die Reaction bei 294° stattfindet, der obengenannte Werth angewandt werden.

Bei denjenigen Verbindungen, wo Contraction stattfindet, ist die Energiedifferenz unter constantem Drucke von der

bei constantem Volumen verschieden. Wenn Knallgas unter dem Druck einer Atmosphäre Wasserdampf bildet, erhält man die Favre'sche Zahl 29413, welche sich auf die Verbindung unter constantem Drucke bezieht. Läßt man dagegen die Verbindung in einem geschlossenen Gefäß stattfinden, so ist die auftretende Wärmemenge geringer. Der Dampf hat in diesem Falle einen geringeren Druck als die Atmosphäre, und falls er sich in einem Cylinder mit beweglichem Kolben befindet, wird der Druck der Atmosphäre den Dampf auf $\frac{2}{3}$ des Volumens zusammendrücken, wobei diese gethanen Arbeit sich in Wärme umsetzt, welche den Wasserdampf wieder erhitzt. Um diese auftretende Wärmemenge, welche indefs nicht beträchtlich ist, übertrifft die Energiedifferenz unter constantem Drucke diejenige bei constantem Volumen.

Nur in kurzen Zügen habe ich hier die Verbindungs-wärme besprochen und muß für die weitere Entwicklung auf die Abhandlung von Berthelot (*Ann. Chim. et de Phys. Sér. IV, tome 6, pag. 290*) verweisen, wo dieser Gegenstand sehr ausführlich und genau auseinander gesetzt ist.

Es folgen nun einige Anwendungen dieser Betrachtungen auf chemische Wirkungen.

Verbrennung.

Bekanntlich lassen sich die chemischen Verbindungen in zwei Gruppen eintheilen: diejenige, welche weniger Energie haben als die Componenten, und die, wo das entgegengesetzte der Fall ist. Als Typen können wir betrachten für die erste Gattung:

HO. Es findet Entwicklung von Wärme statt bei der Verbindung und Absorption bei der Zersetzung und für die zweite:

NO. Es findet Wärmeabsorption statt bei der Verbindung und Entwicklung bei der Zersetzung^{1).}

1) Bekanntlich hat Würtz (*Leç. de chimie* 1863, p. 68) um die Annahme einer negativen Arbeit bei der Bildung zu entgehen, die zweite

Ueberdies wird hier mit Deville angenommen, dass alle zusammengesetzten Körper bei hinreichender Erhitzung in ihren Elementen zerlegt werden.

Die zusammengesetzten Gase können sich nun auf folgende vier Arten bilden:

- I. Mittelst einer erhitzen Röhre,
- II. » katalytischer Wirkung,
- III. » des elektrischen Funks,
- IV. » gewöhnlicher Verbrennung.

I. Bildung beim Durchstreichen einer erhitzen Röhre.

In einer glühenden Röhre können sowohl Gase der ersten als der zweiten Art sich bilden, da die glühenden Wände bei der zweiten Art die erforderliche Wärmemenge zuführen können. Indes findet dies keineswegs bei allen Gasen statt. Unseren weiteren Betrachtungen legen wir nun folgende Vertheilung der Gase zu Grunde:

A. Die Gase haben weniger Energie als die Componenten und bilden sich bei einfacher Erhitzung

HO 29413	BrH 9322
CO 14838	Ph Cl ₃ 94804
CO ₂ 48480	Ph Cl ⁵ 100373
SO ₂ 35520	As Cl ₃ 71883
ClH 23783	

Gattung auf die erste zurückgebracht mittelst der Annahme einer Vertheilung eines Moleküls in Atomen. Sonach würde, wenn NO sich zerlegt, Wärme absorbirt bei der Zerlegung; da aber die Atome sich paarweise zu Molekülen vereinigen, würde bei dieser Verbindung wieder Wärme entwickelt werden. Da es aber noch nicht gelungen ist, die letztere Wärmemenge zu bestimmen, so bin ich hier auf diese vielleicht sehr fruchtbaren Hypothesen nicht näher eingegangen, um so weniger, als sie meinem eigentlichen Gegenstande einigermaßen fern lagen.

Auch scheint mir der Fall, dass ein Körper mehr Energie habe als seine Componenten, gar nicht den Sätzen der Wärmetheorie zu widerstreiten; nur eine Bildung aus den Elementen ohne Zuführung von Energie ist unmöglich.

Man findet diese Ansichten auch näher auseinandergesetzt und geprüft in der Acad. Dissertation von H. van der Stadt: *Oer warmteontwikkeling by scheikundige verhoudingen*. Leiden 1866.

B. Die Gase haben weniger Energie als die Componenten und bilden sich nicht bei einfacher Erhitzung

NO₄ SH 2741

NO₂ C₂H₄ 22000

NH₃ 22728

C. Die Gase haben mehr Energie als die Componenten.

NO — 8724 C₂N — 38994

ClO — 7370 (in Lösung) CS₂ — 9659

JdH — 3606 C₄H₄ — 8000

Von der letzten Gruppe wird nur CS₂ bei einfacher Erhitzung gebildet. Den Formeln sind die Zahlen der Verbindungswärme zugefügt in Calorien, und geben also an: wie viel Energie im gebildeten Körper sich weniger befindet als in den Componenten. Bei der letzten Gattung ist diese Menge offenbar negativ. Die Wärmemengen beziehen sich auf aequivalente Mengen der Gase, wobei das Aequivalent von H = 1 Gramm gesetzt ist. Die Zahlen röhren von Favre her; nur ist für Cyan die Dulong'sche Bestimmung benutzt worden.

Die wahre Bedeutung dieser Zahlen ist oben angegeben worden.

Es ist von grossem Werth, zu bestimmen, bei welchen Temperaturen die Gase sich in einer erhitzen Röhre bilden. Dieser Versuch würde uns eine wahre Affinitätswirkung zeigen, denn, wie auch die auftretende Wärmewirkung seyn möge: immerhin folgt daraus, dass bei dieser Temperatur die Kraft zwischen den Molekülen hinreicht zur Bildung des Körpers. Bei H und O findet die Verbindung statt bei ungefähr 300° (*Riche, Chimie, pag. 115*). Bei dieser Temperatur erreicht demzufolge die Affinität die zur Bildung erforderliche Grösse.

Die Gase *B* und *C*, ausgenommen CS₂, bilden sich nicht in einer erhitzen Röhre, was im Allgemeinen zeigt, dass die Affinität bei keiner Temperatur zur Bildung des Körpers hinreicht.

Man könnte denken, dass dies bei einigen Gasen, wie

Ammoniak, welches sich nach Deville bei 1040° zerlegt, aus einem anderen Umstände herrühren könnte. Wenn nämlich N und H sich zu NH_3 vereinigen, wird eine beträchtliche Wärmemenge frei, welche nach der gewöhnlichen Berechnung einer Temperaturerhöhung von 2628° entspricht. Da es nun bei 1040 sich schon zerlegt; müfste das Ammoniak, sogar wenn es momentan gebildet würde, sich so gleich wieder zersetzen. Indessen widerspricht dieser Annahme der Umstand, dass die elektrische Funken N und H zu NH_3 verbinden: für die Gase C muss es schon deswegen von einem andern Grunde herrühren, da hier bei der Verbindung Wärme absorbiert wird. Die nämliche Ursache, die wohl im Wesen des Körpers selbst begründet ist, kann nun auch bei den Gasen B vorkommen. In meiner ersten Abhandlung versuchte ich den Satz zu begründen, dass die Gase C, wenn bei Erhitzung zerlegt, sich nicht wieder bilden bei nachfolgender Erkaltung. Dies kann nur stattfinden bei Gasen, welche weniger Energie haben als ihre Componenten, findet hier jedoch nicht immer statt. Man sieht leicht ein, dass es bei den Gasen A stattfinden muss, bei B aber unmöglich ist, da die Gase, wie NH_3 und SH, sich sonst auch in einer glühenden Röhre verbinden müfsten.

Die bei Erwärmung stattfindenden Wirkungen können nun zweierlei seyn: entweder verbreitet sich die an einer einzelnen Stelle erregte Wirkung in die ganze Masse, oder die Wirkung beschränkt sich auf die Erregungsstelle. Das letzte findet statt, wo die Wirkung von Wärmeabsorption begleitet ist; wird dagegen Wärme frei, so kann der Fall eintreten, dass diese entwickelte Wärme die Wirkung weiter fortpflanzt. Findet dies in sehr kurzer Zeit statt, so heisst die Verbindung explosiv; unter Umständen kann das Gefäß explodiren, was vom statischen Drucke, vielleicht auch von der Geschwindigkeit, mit der dieser steigt, abhängt.

Wenn ein Gas der dritten Gattung, z. B. Schwefelkohlenstoff, sich in einer erhitzten Röhre bilden kann, wird die Verbindung nie eine explosive seyn; es wird vielmehr in der Regel nur eine partielle Verbindung stattfinden, da

die Molecille bei der Verbindung auf die nächstliegenden abkühlend einwirken. So findet man bei Regnault (*Cours de chimie I*, p. 40t.), dass bei der gewöhnlichen Bereitung der Schwefelkohlenstoff immer mit Schwefel gemischt ist¹⁾. Wenn dagegen ein Gas A in einer erhitzten Röhre sich bildet, muss im Allgemeinen die ganze Masse sich verbinden. Es kann nämlich aus zwei Ursachen eine partielle Verbindung stattfinden; entweder ist, wenn bei großer Geschwindigkeit die Gastheilchen von den Wänden nicht direct die erforderliche Temperatur erhalten, die freiwerdende Wärme zu gering, oder sie ist zu stark und erhitzt die Gase über ihre Zerlegungstemperatur; in diesem Falle werden aber die Gase sich verbinden beim Austrreten aus des Röhre, wo sie sich abkühlen, falls nicht nach dem Beispiele Deville's geeignete Einrichtungen angebracht werden, um die unverbundenen Theilchen, bevor sie die Röhre verlassen haben, zu trennen.

Bei der Zerlegung muss offenbar das Entgegengesetzte stattfinden. Wo, wie bei HO, CO₂, die Verbindung explosiv ist, muss die Zerlegung eine partielle seyn²⁾; dagegen werden sich die Gase C, wie NO und ClO, in der Regel vollständig zerlegen. Die Zerlegung kann sogar eine explosive seyn, wie bei ClO.

Es ist nicht ohne Interesse, diese zwei Gase genauer zu vergleichen. 1 Vol. NO besteht aus 1 Vol. N und $\frac{1}{2}$ Vol. O, sowie ClO aus 1 Vol. Cl und $\frac{1}{2}$ Vol. O. Bei gleicher Temperatur und gleichem Volumen wird also der Druck bei den zersetzen Gasen der nämliche seyn. Aus oben genannten Zahlen folgt weiter, dass die bei der Zersetzung freiwerdende Wärme die Temperatur von N und O um 1688, von Cl und O um 1212 steigert. Die Verbindungswärme von ClO

1) Freilich kann dies auch theilweise von dem Umstände herrühren, dass nicht alle Schwefelmolecille mit Kohle in Contact kommen.

2) So fand Deville bei HO, CO₂, NH₃, immer eine partielle Zerlegung. Man findet dasselbe beim kohlensäuren Kalk, so wie überhaupt alles von Gasen Gesagte *mutatis mutandis* auf feste Körper zu übertragen ist. Nur sind bei Gasen die Erscheinungen weit einfacher.

bezieht sich aber auf die Verbindung in Lösung; entwickelt das Gas Wärme bei der Lösung, wie die übrigen von Favre untersuchten Gase, so muss die Zahl eine höhere seyn, wenn ClO im Dampfzustande betrachtet wird. In demselben Maafse steigt auch die Temperatur 1212. Nun zerlegen sich aber die Gase bei sehr verschiedenen Temperaturen: NO bei der Rothglühhitze und ClO bei niedriger Temperatur. Deshalb muss bei ClO die Wirkung sich viel rascher verbreiten, da hier nur eine geringe Erhitzung der unzerlegten Theilchen erfordert wird, und bei NO eine viel höhere. Diese Geschwindigkeit ist, wie Bunsen¹⁾ bemerk't hat, von grossem Einfluss auf das Detoniren. Es kommt nämlich der volle Druck eines entzündeten Gasgemisches nur selten vollständig zur Wirksamkeit. Geht die Entzündung von einem Punkte aus, so braucht sie eine erhebliche Zeit, um sich durch die ganze Masse fortzupflanzen, und während dieser Zeit geht in dem einen Theile der Röhre schon eine erhebliche Wärmemenge durch Strahlung und Leitung verloren. Auf diese Zeit muss die höhere oder niedere Zerlegungstemperatur von Einflusse seyn.

Nach dieser Betrachtung muss aber auch der Fall vorkommen, dass bei sonst explodirenden Körpern eine Zersetzung ohne Explosion erfolgt.

Schönbein und Böttger (Pogg. Ann. Bd. 70, S. 322) haben dies bei der Schiefsbaumwolle beobachtet. Sie fanden, dass bei Erhitzung im Oelbade Schiefsbaumwolle sich nicht entzündet bei 130°, bei 150° nach 12 Minuten, bei 170° nach 30 Secunden, bei 200° nach 12 Secunden und bei 230° augenblicklich.

Es werden hier die den Wänden des Gefäßes anliegenden Theilchen zuerst zerlegt; die hierbei entwickelte Wärme theilt sich den nächstliegenden Theilchen mit, welche mithin schon eher ihre Zerlegungstemperatur erhalten. Jedes Theilchen erhält also seine Wärme aus zwei Quellen: dem Oelbade und der Zerlegung der Nachbartheilchen. Ist endlich die Erhitzung vom Oelbade aus soweit fortgeschritten, dass

1) Gasom. Methoden S. 257.

die Zersetzungswärme allein die Zerlegung hervorruft, so hat man Explosion.

Freilich können bei einem so zusammengesetzten Körper wie Schiefsbaumwolle mehrere Umstände im Spiele seyn; vielleicht sind z. B. die Zersetzungspoducte mit der Temperatur veränderlich, was eine Veränderung der Zersetzungswärme bedingen würde.

Chlorstickstoff und unterchlorige Säure können durch einfaches Berühren mit einem andern Körper oder durch einen Stoß explodiren, was bei der Schiefsbaumwolle nur dann der Fall ist, wenn der Stoß die Erwärmung bis zur Entzündungstemperatur steigert. Es ist also hier die Zersetzung eines einzelnen Theilchens hinreichend zur Explosion der ganzen Masse. Sie explodiren auch bei einer gewissen Temperatur, können sich aber unmöglich bei einer niedrigeren Temperatur als die Schiefsbaumwolle ohne Explosion zersetzen; wirklich findet dies auch nie statt bei Chlorstickstoff und unterchloriger Säure.

Eine eingehende Untersuchung der explodirenden Körper kann nur lehren, ob sich diese auf thermische Wirkungen allein zurückführen lassen; was sich in dieser Art nicht erklären lässt, gehört in das Gebiet der Affinität.

II. Katalytische Wirkung.

Da der erregende Körper hier unverändert bleibt, so kann er selbstverständlich nur auf die Affinität einwirken, und keineswegs Energie entwickeln. Nur diejenigen Veränderungen kann er hervorrufen, wo keine Wärme absorbirt wird. So verbindet Platin H und O, wobei Wärme entwickelt wird; ebenso zerlegt es HO₂, wobei das nämliche stattfindet, kann aber weder NO oder HO₂ bilden, noch Wasser zerlegen. So zerlegt auch Kupferoxyd chlorsaures Kali, dabei wird Wärme frei. HO₂ und AgO zerlegen sich gegenseitig; beide Körper entwickeln Wärme in diesem Falle.

Wenn HO₂ mit Silber-, Gold-, Quecksilber- oder Platinoxyd in Berührung kommt, entwickeln beide Körper Sauerstoff. Nach Favre entwickelt HO₂ für jedes Gramm O,

welches frei wird, 1303 Calorien. Wenn wir nun voraussetzen, dass für jedes Gramm O aus HO_2 , auch 1 Gramm O aus dem Metalloxyd sich entwickelt, wie Thenard bei HO_2 und PbO_2 , Wöhler bei HO_2 und MnO_2 fanden¹⁾, so ist jedenfalls die Zersetzung derjenigen Oxyde unmöglich, welche wie Kali, Natron, mehr Wärme bei der Zerlegung absorbiren. Bei Kupfer mit der Verbindungswärme 683, Blei 266 würde sie theoretisch, d. i. hinsichtlich der Wärme, möglich seyn. Falls sie nicht eintritt, liegt dies an der Affinität.

Die Gase C werden sich also nie auf diese Art bilden können; nur bei den Gasen A und B ist es möglich. Die Wasserbildung mittelst Platin lässt sich freilich auf die bei der Condensation der Gase freiwerdende Wärme zurückführen²⁾; im Allgemeinen kann dies aber die Ursache der Verbindung nicht seyn, da Platin auch N und H zu Ammoniak verbindet, was bei einfacher Erwärmung nicht gebildet wird. Die eigentlich katalytische Wirkung muss also wohl in einer eigenthümlichen Modification der gegenseitigen Lage der Moleküle gesucht werden.

Riche (*Leçons de Chimie, Paris, pag. 401*) erwähnt, dass mittelst katalytischer Wirkung platinirter Kohle sich sehr leicht JdH bildet, ein der dritten Gattung zugehöriges Gas. Er fügt aber hinzu, dass die Kohle stark geäglt werden muss, in welchem Falle diese Wärme die für die Verbindung erforderliche Wärme liefern kann. Dies wider spricht aber keineswegs obengenanntem Satz, wo der erregende Körper und die Gase von gleicher, meist gewöhnlicher, Temperatur vorausgesetzt werden.

III. Der elektrische Funke.

Die Wirkung des elektrischen Funkens ist theilweise eine thermische, wie auch Plücker bei seinen Untersu-

1) Pogg. Ann. Bd. 105, S. 269.

2) Die interessanten Versuche von Graham über den Durchgang der Gase durch Kautschuck (Pogg. Ann. Bd. 129, S. 549) sind mit dieser Hypothese nicht ganz im Einklang, da hier flüssiger Wasserstoff und Sauerstoff, ohne Wasser zu bilden, zusammenkommen sollten.

chungen über die Spectra der Gase annimmt. Hieraus folgt, dass Funken von hinreichender Intensität alle Gase in ihre Elemente zersetzen; wirklich sah Plücker¹⁾ im Spectrum von NH₃ die Linien von N und H, bei NO₂ die von N und O, bei HO die von H und O. Das Spectrum zeigt, dass diese Gastheilchen im Glühen sind. Wir müssen hierbei annehmen, dass die elektrische Entladung eine außerordentliche Hitze zu entwickeln im Stande ist.

Ist der Strom weniger intensiv, und also die entwickelte Hitze eine geringere, so können Verbindungserscheinungen stattfinden. Hieraus erklärt sich, wie der Funke sowohl zwei Elemente zur Verbindung bringen kann, als auch das gebildete Product zerlegen, wie z. B. mit Wasser der Fall ist.

Obengenannte Eintheilung der Gase kommt nun bei den Verbindungen wieder in Betracht. Bei den Gasen C, wie NO, kann die Verbindung nur auf dem Wege des Funkens stattfinden, da dieser hier außer der Affinitätszunahme die zur Verbindung erforderliche Energie liefern muss. Explosive Verbindung kann hier nie stattfinden.

Dies zeigt zugleich, dass die Wirkung des Funkens nicht auf eine rein thermische zurückzuführen ist, da NO sich bei Erwärmung von N und O nicht bildet.

Bei andern Gasen, wie H und O, CO und O kann die Verbindung der ganzen Masse mittelst eines einzelnen Funken stattfinden. Sobald einige Atome H und O sich unter der Wirkung des Funkens vereinigen, erwärmt die bei der Verbindung frei werdende Wärme die übrigen Theilchen zu einer für die Verbindung hinreichenden Temperatur. Bei den Gasen C ist dies unmöglich, aber auch bei denen B. Ammoniak bildet sich auf dem Wege des Funkens aus N und H. Zwar wird hierbei, wie bei HO, Wärme frei, da aber N und H sich bei einfacher Erhitzung nicht verbinden, kann dies auch hier der Fall nicht seyn, und die Bildung kann nur stattfinden vermöge des Funkens, wo dieser die Affinität steigert. Explosive Verbindung kann also nur bei

1) Pogg. Ann. Bd. 105, S. 81.

der ersten Gattung *A* stattfinden, aber auch hier nicht immer. Es reicht nicht hin, daß bei Verbindung Wärme entwickelt wird: die Wärmemenge muß offenbar diejenige Erhitzung der noch nicht verbundenen Theilchen hervorrufen, wobei diese sich verbinden können. Hiervon ist BrH ein Beispiel. Es wird bei der Glühhitze gebildet und entwickelt hierbei Wärme. Dennoch verbinden sich nach Riche (Jahresbericht für Chemie 1858, Seite 101) Br und H „beim fortgesetzten Durchschlagen des Funkens einer Inductions-Elektrisirmaschine“, und also auf dem Wege des Funken. Die entwickelte Wärme ist hier aber eine viel geringere, als bei Wasser. Sie beträgt bei der Bildung von BrH per Aeq. ($H = 1$ Gramm) 9322, indem sie bei Wasser 29413 Calorien ist. Indessen bezieht sich diese Zahl für BrH auf flüssiges Brom, und hier ist vom Dampfzustande die Rede. Man findet nun folgendermaßen die Verbindungswärme von Brom im Dampfzustande. BrB bildet sich bei der Glühhitze, gesetzt bei 563° ; die Favre'sche Zahl beziehe sich auf 0° , wobei wir bemerken, daß es auf einige Grade mehr oder weniger nicht ankommt. Wir berechnen jetzt folgendermaßen *A* und *B* aus der Formel $F = W + B - A$.

Die totale latente Verdampfungswärme für Brom ist nach Regnault = 50,95. Die bei der Dampfbildung in äußere Arbeit umgesetzte Wärme ist unbeträchtlich.

Ferner ist die specifische Wärme:

vom gasförmigen Brom	= 0,0555
„ „ Wasserstoff	= 3,409
„ „ Bromwasserstoff	= 0,08
der Siedpunkt von Brom	= 63° .

Für Brom hat man also:

$$50,95 + 500 \times 0,0555 = 78,80 \text{ und für } 80 \text{ Gramm } 6304 \text{ Cal.}$$

$$\text{für } H: 3,409 \times 5,63 \dots \dots \dots = 1919 \text{ "}$$

$$A = 8223 \text{ Cal.}$$

Für BrH:

$$563 \times 0,08 = 45,04 \text{ und für } 81 \text{ Gramm } B = 3648 \text{ Cal.}$$

Man hat also nach der Gleichung

$$9322 = W + 3648 - 8223 \quad W = 13897$$

für die Arbeit, welche bei der in der Glühhitze eintretenden Verbindung verbraucht ist.

Nimmt man statt 563 die Temperatur des Siedpunktes 63°, so erhält man fast die nämliche Zahl 13204, was von Wichtigkeit ist, da es schwer hält zu bestimmen, bei welcher Temperatur die auf dem Wege des Funkens liegenden Br- und H-Theilchen sich verbinden.

Die Mengen Br und O, welche sich mit einem Gramm H verbinden, sind 80 und 8 Gramm und man hat also pro Aeq. 81 Gramm BrH gegen 9 Gramm Wasserdampf, deren spec. Wärmen pro Gramm 0,080 ') und 0,4805 sind und also

$$\text{bei BrH } 81 \times 0,08 = 6,48 \text{ Cal.}$$

$$\text{bei HO } 9 \times 0,4805 = 4,3245 \text{ »}$$

Es sind nun auf dem Wege des Funkens eine Reihe Br- und HO-Theilchen gebildet. Denken wir uns diese im Kreise herum von den Elementen von 6BrH- und 6HO-Theilchen umgeben, so hat man für die specifische Wärme eines jeden Systemes



$$\left\{ 80 \times 0,055 + 1 \times 3,409 \right\} 6 + 81 \times 0,08 = 53,33$$



$$\left\{ 8 \times 0,217 + 1 \times 3,409 \right\} 6 + 9 \times 0,48 = 35,19$$

- 1) Ich habe keine Bestimmung der specifischen Wärme von BrH gefunden und mich mit einer Annäherung begnügen müssen. Nimmt man die specifische Wärme des Bromwasserstoffs bei constantem Drucke dem Volumen nach gleich der der Luft, was nicht viel abweichen wird, da sie für ClH nach Clausius = 0,982 ist und die für BrH grösser seyn muss, so findet man für die spec. Wärme, verglichen mit Wasser, $\frac{0,2375}{2,798} = 0,085$, wo für die Dichtigkeit von BrH 2,798 genommen ist.

Andererseits findet man nach der Garnier'schen Regel (Daguin, *physique I*, p. 869), dass die spec. Wärme \times dem mittleren Atomgewicht = 37,5 ist, für diess Gewicht $\frac{1000 + 12,5}{2} = 506,25$, welches bei Division in 37,5 ergiebt 0,074. Ich habe den mittleren Werth 0,08 genommen.

und also für die Temperatur bei Division in die entwickelte Wärme

$$\frac{13897}{53,33} = 260 \quad \frac{29413}{35,19} = 836.$$

H und O verbinden sich schon bei 300° , also muß hier Explosion eintreten. Bei BrH ist die Temperatur viel zu niedrig, da es sich bei der Glühhitze bildet, und der von Riche gefundene Vorgang läßt sich also aus diesen Zahlen im Voraus ableiten. Möchte man Anstoß nehmen an der Zahl 6, so würde doch fast das nämliche Verhältnis erhalten werden, wenn man eine andere Zahl dafür annimmt.

Bei der Zerlegung mittelst des elektrischen Funkens findet die Wirkung wieder auf dem Wege des Funkens statt, geschieht also ohne Explosion, wo die Verbindung explosiv ist, da bei der Zersetzung wieder Energie von dem Funken geliefert werden muß. Nur die Zersetzung der Gase C kann explosiv seyn, braucht es aber ebensowenig wie die Bildung von BrH. Ist also die Verbindung explosiv, so ist die Zersetzung es nie, und umgekehrt; es kann aber vorkommen, daß in keinem Falle Explosion eintritt.

Ganz diesen Betrachtungen gemäß fand Buff, daß Ammoniak mittelst des Funkenstroms einer kräftigen Elektrisir-maschine nur allmählig auf dem Wege des Funkens zersetzt wird. NO_2 wird langsam zerlegt, dagegen NO leicht¹⁾. Cyan wurde fast nicht zerlegt; hierzu scheint die Temperatur des Funkens zu niedrig gewesen zu seyn.

Plücker fand, daß in Geisler'schen Röhren Wasserdampf, Ammoniak, Stickoxydul, Stickoxyd und salpetrige Säure sogleich zerlegt werden. Das dritte und fünfte Gas gehört zu den Gasen C; die übrigen Gase aber nicht. Sie sind aber in diesen Röhren in so außerordentlich geringer Menge vorhanden, daß die Wärme des Funkens wohl hinreicht zum Zuführen der erforderlichen Wärmemenge.

Obenbeschriebenes Verhalten beruht indessen auf dem Satze, daß die Verbindungswärme, welche bekanntlich mit der Temperatur sich ändert, nicht das Zeichen wechselt,

1) Fortschr. der Physik 1860, S. 501.

d. i. das zwei Körper bei allen Temperaturen Wärme entwickeln bei der Verbindung. Indessen widerstreitet es, so viel ich einsehe, keinem bekannten Gesetz, das Gegentheil in einigen wahrscheinlich seltenen Fällen anzunehmen. Es wäre vielleicht nicht unmöglich, beim Durchführen dieser Be trachtungen auf bekannte Erscheinungen, Wirkungen zu ent decken, die sich nur mittelst dieser Annahme erklären lassen.

(Schluß im nächsten Heft.)

VIII. Ueber die mikroskopische Zusammensetzung der Phonolithe; von Ferdinand Zirkel in Lemberg.

Seitdem man Untersuchungen über die chemische Zusammensetzung des Phonoliths angestellt und dabei das Resultat gewonnen hatte, daß ein Anteil desselben bei der Behandlung mit Säuren eine Zersetzung erleidet, indem seine Kieselsäure sich gallertartig abscheidet, hat man auch versucht, diesen löslichen Anteil in mineralogischer Hinsicht zu deuten. Da die Klüfte und Hohlräume der phonolithischen Gesteine Zeolithe, zumal Natrolith in Menge beherbergen, so nahm man keinen Anstand, diese Substanzen auch in der Gesteinmasse selbst vorauszusetzen und ihnen das Gelatiniren mit Säuren, sowie auch den Wassergehalt, welchen das Gestein liefert, zuzuschreiben. In letzterer Zeit hat man indessen auch noch an den Nephelin, ein gegen Säuren auf ähnliche Weise sich verhaltendes Mineral, gedacht. Berechtigt war diese Vermuthung dadurch, daß man, allerdings in höchst seltenen Fällen, deutlich erkennbare Nephelinkristalle in den Phonolithen eingewachsen gefunden hatte. So sah Breithaupt sechseitige Säulen nelkenbraunen Nephelins in dem Phonolith von Holeukluk bei Pro boscht (Böhnen), entdeckte G. Rose frische Nephelinsechs-

ecke in den Phonolithen, welche Overweg im Kicklaha-Gebirge in Tripolis geschlagen hatte, beobachtete ferner Jenzsch Hexagone von Nephelin in Phonolithen des böhmischen Mittelgebirges. Auch ist in dem zersetzbaren Anteil gar mancher Phonolithe die Wassermenge offenbar allzu gering, um denselben lediglich als zeolithische Substanz interpretieren zu können, während anderseits der beträchtliche Natrongehalt desselben vortrefflich auf Nephelin passte. Dafs der unlösliche Bestandtheil der Phonolithe in den meisten Fällen vorzugsweise aus Sanidin bestehe, ist stets wahrscheinlich gewesen.

Bei dieser, immerhin spärlichen und ungewissen, nur auf Vermuthungen gegründeten Kenntniß von der mineralogischen Zusammensetzung der Phonolithe, durfte man sich durch das Mikroskop, welches für die Untersuchung so manches kryptokrystallinischen Gesteins Hülfe leistet, näheren Aufschluß versprechen. Ist wirklich der Nephelin auch in denjenigen Phonolithen, in welchen er keine erkennbaren Kry-stalle bildet, — und dazu gehören fast sämmtliche Vorkommnisse dieses Gesteins — als wesentlicher Gemengtheil in mikroskopischen Individuen zugegen, so muß es gelingen, denselben in pelluciden Dünnschliffen bei starker Vergrößerung zu erkennen.

Um diese Frage zu lösen und zugleich die sonstigen mikroskopischen Gemengtheile der anscheinend homogenen Phonolithgrundmasse zu ermitteln, habe ich von zahlreichen Phonolithen verschiedener Fundorte Dünnschliffe angefertigt und dieselben mit dem Mikroskop untersucht. Im ganzen gelangten, um die Beobachtungen und Vergleichungen möglichst weit auszudehnen, Phonolithe von 26 verschiedenen Fundorten, (namentlich aus der Lausitz, Böhmen, der Rhön, dem Hegau, Centralfrankreich) zur Untersuchung und von einzelnen derselben wurden mehrere Dünnschliffe präparirt. Die folgenden Mittheilungen über die mikroskopische Zusammensetzung dieser Phonolithe bilden einen vorläufigen Abschnitt einer schon weit fortgeföhrten größern Arbeit, welche jene allzuwenig zu Rathe gezogene Untersuchungs-

methode auf die kryptokrystallinischen Gesteine überhaupt, das dunkelste Gebiet der Petrographie anwendet. Nur langsam schreiten solche Untersuchungen fort, da abgesehen von der großen Vorsicht und der Notwendigkeit einer oft wiederholten Prüfung, welche bei mikroskopischer Beobachtung geboten sind, jedes Resultat durch das immer zeitraubende, oft schwierige Präpariren von Dünnschliffen mühsam erkauft werden muss. Es ist kaum erforderlich, hinzuzufügen, dass sich nicht nothwendig alle anderen Phonolithen in der nun zu erwähnenden Weise verhalten, wenn es auch höchst wahrscheinlich ist, dass sie sich der einen oder anderen untersuchten Varietät anschliesen.

Die einzigen Untersuchungen, welche in dieser Richtung vorliegen, sind diejenigen, welche Jenzsch, der schon früh den Werth des Mikroskops schätzte, an Phonolithen des böhmischen Mittelgebirges angestellt hat (Zeitsch. d. d. geol. Ges. VIII, 1856, S. 180). Er fand in den frischen Gesteinen deutliche kleine grüne Hornblendsäulchen, Sanidin und vereinzelte schwarze opake Partien (titanhaltiges Magnet-eisen); auf die Anwesenheit des Nephelins in der Grundmasse hat Jenzsch jedoch nur aus chemischen Gründen, sowie weil dieses Mineral an einigen Punkten in böhmischen Phonolithen erkennbare Krystalle bildet, geschlossen und er hat dasselbe nicht leibhaftig und deutlich als solches in mikroskopischen Krystallen beobachtet.

Sanidinkristalle sind im Allgemeinen in nicht besonders reichlicher Anzahl in dem Phonolithgemenge vorhanden; kleinere, mit blofsem Auge nicht sichtbare bilden dagegen einen Hauptbestandtheil desselben; beide stellen sich unter dem Mikroskop der Hauptsache nach als wasserklare Substanz dar, welche, wie die Krystallmasse, auch im Grossen rissig ist, von vielen parallelen Sprüngen durchzogen erscheint. Die Umgränzung der Sanidine ist gewöhnlich noch scharf, mitunter aber sind die Ränder schon angegriffen und es findet keine deutliche Scheidung zwischen Sanidin und dem umgebenden Gesteinsgemenge statt, indem die Zeolithisirung des letztern auch den erstern einigermaßen mitbe-

troffen hat. Auf den Spältchen, von denen der Sanidin durchzogen ist, ist die zeolitische Lösung in bisweilen wohlerkennbarer Weise eingedrungen und hat dort bald eine gelblichgraue feinkörnige Masse, bald nebeneinander gereihte feine Fäserchen von derselben Farbe abgesetzt; die dazwischen gelegenen Krystalltheile erscheinen aber selbst dann noch völlig wasserklar z. B. Ph. der Milseburg in der Rhön, vom Oderwitzer Spitzberg in der Lausitz, von Salesl bei Aussig in Böhmen: ein $\frac{1}{2}$ Zoll langer Sanidinkrystall aus dem Ph. des Milleschauer Donnersbergs in Böhmen ist in der Mitte von einer schon mit bloßem Auge sichtbaren Spalte durchsetzt, entlang, welcher die Feldspathmasse in eine trübe Substanz umgewandelt ist, die sich in feinen Zweigen in die noch frische Masse hinein verästelt; sehr gut ist der mikroskopische Verlauf dieser Umwandlung im polarisierten Licht zu erkennen, worin der klare Sanidin und das Umwandlungsproduct zwei ganz verschiedene Farben tragen. Von den Sanidinen sind übrigens sehr viele im polarisierten Licht deutlich als Karlsbader Zwillinge charakterisiert.

Merkwürdig sind die Sanidinkrystalle der Phonolithen wegen der überaus großen Anzahl von verschiedenen Mineralien, welche sich in mikroskopischen Individuen in denselben eingewachsen finden und offenbar während der Bildung dieser Krystalle eingeschlossen wurden. Es erscheinen darin: a) in großer Verbreitung winzige, wasserklare, sechsseitige Täfelchen von *Nephelin*, welche namentlich in der Nähe der äußerer Feldspatränder eingeschlossen sind. Sind diese Ränder schon von der Umwandlung erfaßt, so sind diese erreichbaren Nepheline dabei halb trübe geworden, während die nach der Mitte zu gelegenen noch vollkommen klar und durchsichtig geblieben sind. Sehr schön zeigen sich diese Nephelinchen im Sanidin, z. B. des Ph. der Pferdekuppe in der Rhön, des Teplitzer Schloßbergs, von Salesl, vom Kletzenberg in Böhmen usw. Die Nepheline scheinen als Einschlüsse im Sanidin das Bestreben zu haben, ganz dünne sechsseitige Blättchen zu bilden; längere Nephelinsäulchen wurden nur wenige Male, z. B. im Sani-

din des Ph. vom Oderwitzer Spitzberg, vom Milleschauer beobachtet. Die Hexagone erreichen gewöhnlich einen beträchtlichen Grad der Kleinheit. Der Sanidin dient in den Phonolithen gewissermaßen als Antiquitätenkämmen: sollten selbst in einer Gesteinsmasse die Nepheline fast sämmtlich schon der zeolithisirenden Umwandlung anheimgefallen seyn, so dass es schwer fällt, sich von der Gegenwart oder dem früheren Vorhandenseyn dieses Minerals in der Grundmasse zu überzeugen, so durchforsche man die größern, klaren Krystalle des wenig angreifbaren Sanidins und man wird höchst wahrscheinlich in ihnen die unverkennbaren winzigen Hexagone als gerettete Zeugen dafür eingewachsen finden. Dasselbe gilt für den Fall, dass in einem trachytischen Phonolith die Nepheline zwischen den zahlreichen andern Gemengtheilen außerordentlich versteckt seyn sollten, so dass man leicht Gefahr läuft, sie in dem eigentlichen Gesteinsgewebe zu übersehen. b) Grüne, kleine *Hornblendesäulchen*, in weitaus geringerer Anzahl; c) die unten zu erwähnenden bald längeren, bald kürzeren farblosen *Krystallnadelchen* in besonders großer Menge eingewachsen z. B. im Phonolith vom Schülerberg bei Herwigsdorf, Lausitz; d) schwarze, undurchsichtige *Magneteisenkörnchen*; e) sehr seltene, kleine *Noseane*, z. B. im Sanidin des Ph. vom Oderwitzer Spitzberg, von der Roche Sanadoire am Mont-D'or (Durchmesser 0,01 Mill.). Besonders reich an solchen Einschlüssen sind u. a. die großen Sanidine des Ph. vom Milleschauer Donnersberg; sie enthalten eine ungeheure Menge von Nephelinsechsecken vorzugsweise an den Rändern eingeschlossen, während die Mitte absolut frei davon ist. Diese Hexagone liegen hier gewöhnlich in einer Reihe hintereinander und zwar sind diese Reihen den Rändern der Sanidindurchschnitte parallel; dann und wann verlaufen auch zwei Nephelinreihen neben einander. Einmal zählte ich in der das Gesichtsfeld erfüllenden Sanidinsubstanz 28 winzige Sechsecken, wovon das größte nur 0,006 Mill., das kleinste weniger als 0,001 Mill. mafs; stellenweise sind die außer Hornblendesäulchen und Magneteisenkörnchen in großer

Menge eingewachsenen farblosen Krystallnadelchen (*c*) ebenfalls mit ihren Längsachsen streng parallel den Sanidinrändern gestellt; sie sind mitunter nur 0,003 Milm. lang und 0,0008 Mm. breit. Nur wenige der größern Sanidine giebt es in den Phonolithen, welche nicht stellenweise mikroskopische runde oder eiförmige, wie es scheint, vollkommen leere Höhlungen enthalten, ganz so wie sie ebenfalls mikroskopisch in den natürlichen und künstlichen Glasmassen vorkommen und wohl zweifelsohne durch die Entwicklung von Gasen während der Bildung hervorgebracht wurden. Diese Gasporen besitzen gewöhnlich nur ein oder zwei Tausendstel Milm. im Durchmesser und liegen in der Regel schichtweise zusammengruppirt, wovon man sich durch Hinauf- und Herabbewegen des Präparats vermittelst der Mikrometerschraube sehr gut überzeugen kann, indem dann der Verlauf der geneigten Porenschichten in der klaren Feldspathmasse bis zu ihrem untern Ende hervortritt. Flüssigkeitseinschlüsse mit beweglichem Bläschen habe ich in den vielen Hunderten von phonolithischen Sanidinen, welche durchmustert wurden, trotz angestrengten Suchens, nirgends gefunden. In den Sanidinen der Phonolithe von Kunersdorf und vom Oderwitzer Spitzberg in der Lausitz, vom Kletschenberg in Böhmen und vom Hohentwiel im Hegau erschienen dagegen einige spärliche aber sehr deutliche Einschlüsse von bräunlichgelber Farbe mit zwei Bläschen, welche nach ihrem ganzen Aussehen unzweifelhafte Glaseinschlüsse sind (vgl. dar. später bei Hornblende); andere, nicht so seltene winzige Einschlüsse mit nur einem Bläschen sind zu klein, um die Entscheidung zu wagen, ob es ebenfalls Glaseinschlüsse, oder vielleicht Flüssigkeitseinschlüsse sind, deren Bläschen sich nicht bewegt.

Den, wie Eingangs erwähnt, in den Phonolithen vermuteten *Nephelin* habe ich in der That in der Grundmasse aller untersuchten als mikroskopischen Gemengtheil und zwar gewöhnlich in sehr reichlicher Menge aufgefunden. Er bietet sich dar als kleine scharfbegränzte wasserklares, oder etwas graulich angehauchte, durchsichtige Figuren von

vorzugsweise sechseckiger, sehr oft aber auch länglich recht-eckiger Form. Die Sechsecke stellen die Ansicht auf die Geradendfläche oder den Durchschnitt parallel dieser Fläche, die Rechtecke den Durchschnitt parallel der Hauptaxe der Nephelinsäule dar. Je mehr man das Auge an den Anblick gewöhnt, desto besser treten die einzelnen Gestalten in der Phonolithmasse hervor; namentlich dann sieht man sie sehr deutlich abgegrenzt, wenn man die Nicols um 45° kreuzt. In den Dünnschliffen erscheinen gewöhnlich bei weitem mehr Sechsecke als Rechtecke, was ohne Zweifel daher kommt, dass die von den Handstücken parallel der Schieferung abgeschlagenen dünnen Phonolithscherben ebenfalls parallel der Schieferung geschliffen wurden und im Gestein wie die Sanidintafeln mit ihren Längsflächen, so die gewöhnlich kurzen Nephelinsäulchen mit ihren Geradendflächen größtentheils parallel dieser Schieferung gelagert sind. Verhältnismässig wenige Rechtecke sieht man z. B. in dem Ph. von Olbersdorf und von der Lausche in der Lausitz, von Nestomitz und dem Kletschenberg in Böhmen, von Widdersheim in der Rhön. Recht zahlreiche Rechtecke bieten sich dar z. B. in den Ph. von Kunersdorf, dem Oderwitzer Spitzberg, von Klein-Ostheim bei Aschaffenburg, von der Pferdekuppe, vor allem aber in dem der Milseburg; hier erlangen z. B. die Sechsecke einen Durchmesser bis zu 0,025 Milm., die Rechtecke eine Länge bis zu 0,04 Milm. Einige dieser letztern Längsschnitte durch Nephelinsäulchen zeigten eine schwache Abstumpfung der vier rechten Winkel, was der Combination eines Dihexaëders mit der Säule und Endfläche entspricht. Die Rechtecke unterscheiden sich übrigens immer deutlich von den leistenförmigen Sanidindurchschnitten, auch wird man nie in den Fall kommen, die farblosen kleinen Nephelinhexagone mit den grössern durch ihre eigen-thümliche Structur ausgezeichneten sechsseitigen Figuren des Noseans zu verwechseln, am allerwenigsten, wenn beide Mineralien frisch sind. Die kleinen Sechsecke haben recht häufig eine etwas unregelmässige, verzerrte, mitunter auch

abgerundete Form; scharfe Hexagone von nur 0,002 Mill kann man noch ganz vortrefflich erkennen.

Bei gekreuzten Nicols erscheinen sämtliche im gewöhnlichen Licht farblosen Rechtecke, auch diejenigen, welche einen quadratischen Umriss haben, entschieden farbig. Von den Sechsecken wird auch ein Theil farbig zum Beweise, dass bei diesen die optische Axe nicht mit der Mikroskopaxe zusammenfällt; der grössere Theil aber — und das sind gerade die regelmässigsten — wechselt nur Helligkeit in Dunkelheit.

In den an ausgeschiedenen Krystallen, zumal auch an Sanidin reicherem sog. trachytischen Phonolithen, wozu namentlich ein Theil der böhmischen (z. B. von Salesl, vom tollen Graben bei Wesseln, von Marienberg, Rübendorf, Rongstock, vom Bafsstreicher Steinbruch bei Binowe), ferner der französischen (z. B. von der Roche Sanadoire) gehört, sind die mikroskopischen Nephelinkrystalle bei weitem nicht so reichlich vertreten und auch lange nicht so gut erkennbar, als in den bis jetzt erwähnten, mehr oder weniger fettglänzenden, homogen ausschenden und krystallarmen eigentlichen Phonolithen. Dort versteckt sich der Nephelin oft zwischen den Feldspäthen und ist dann wegen der vollkommenen Farblosigkeit und Durchsichtigkeit seiner Substanz nur schwer zu finden; stellenweise zeigen sich aber doch zarte sechseitige Blättchen oder es gucken an den klaren Stellen unter den andern Gemengtheilen drei oder vier Randkanten seiner grössern mikroskopischen Hexagone mit den characteristischen Winkeln von 120° hervor. Freilich wird derjenige, welcher zuerst solche trachytähnlichen, noch dazu vielleicht bereits umgewandelten Gesteine untersucht, den Nephelin wahrscheinlich in dem Dünnschliff übersehen; hat man sich aber durch das Studium der frischern Varietäten des nephelinreichen eigentlichen Phonoliths mit der Art und Weise des Auftretens, sowie mit der Formausbildung dieses Minerals vertraut gemacht, so werden auch in diesen Gesteinen, falls sie nicht allzu zersetzt sind, die charakteristischen Hexagone nicht entgehen. Allerdings darf man die

Vergrößerung nicht zu gering wählen und das Mikroskop muss eine stark auflösende Kraft besitzen. Im Ph. von Salesl, in welchem stellenweise der Feldspath sehr stark vorwaltet, stellenweise aber auch der Nephelin ziemlich reichlich vertreten ist, und auch ausnahmsweise große Nepheline vorkommen, maassen die kleinsten, noch ganz gut erkennbaren, nur 0,005 Milm. im Durchmesser, im Ph. vom Marienberg bei Aussig die größten 0,022 Milm., die kleinsten 0,004 Milm.

Es ist immerhin eine eigenthümliche petrographische Erscheinung, dass der Nephelin, dessen mikroskopischen Kryssale an Deutlichkeit nichts zu wünschen übrig lassen, abweichend von dem Sanidin fast stets nur in solch winzigen, weder mit bloßem Auge noch mit der Lupe in den Handstücken oder Dünnschliffen erkennbaren Individuen auftritt. Größere Nepheline werden vielleicht nur von vier oder fünf Orten als Einsprenglinge in Phonolithen erwähnt. So war z. B. dieses Mineral gar nicht bekannt in denen der Rhön und der Lausitz, welche gerade so zahlreiche und schön ausgebildete mikroskopische Nephelinkristalle enthalten.

Das Umwandlungsproduct des Nephelins ist im Allgemeinen demjenigen des gleich zu erwähnenden Noseans recht ähnlich; es scheint jedoch, dass der Nephelin erst viel später der Zersetzung verfällt, als der Nosean. Die Umwandlung beginnt mit einem stellenweisen Trübwerden der nephelinreichen Partien und dabei werden die Umrisse der sonst scharfbegränzten Figuren etwas verwischt; in dem Dünnschliff sieht man dann mit bloßem Auge in schief auffallendem Licht diese von der Verwitterung angegriffenen Stellen als trübe, matte, graulichweiße oder gelbliche Fleckchen. Das Erzeugniß der vollendeten Umwandlung ist eine lichtschmutziggelbliche, bald etwas körnige, bald etwas verworren- oder parallel-faserige Masse, welche im polarisierten Licht Farbenwechsel zeigt. Die parallel gelagerten Fasern sind gewöhnlich von unregelmässiger Länge, weshalb dieses Faser-Aggregat an zwei gegenüberliegenden Rändern wie ausgefranzt aussieht. Hier und da blicken in einem solchen

Stadium dann wohl noch höchst spärliche gerettete Nephelinchen gewissermaßen unter einem Schleier hervor. Ohne Bedenken darf man behaupten, daß dieses Umwandlungsproduct ein Zeolith sey und zwar ist es höchst wahrscheinlich der auf Grund des starken Natrongehalts im Nephelin entstehende Natrolith. Das Mikroskop lehrt, daß ganz ähnliche Zersetzungspoducte, wenn auch in geringem Maafse, schon in die größern noch ganz frisch aussehenden Nepheline der bekannten Gesteine vom Katzenbuckel im Odenwald und vom Löbauer Berg in Sachsen sich eingeschlichen haben. Das mikroskopische Zersetzungspoduct des Nephelins ist wie das des Noseans allerorten dasselbe. Es ist nun wohl keinem Zweifel unterworfen, daß das Gelatiniren der Phonolithe mit Säuren vorzugsweise von dem Nephelingehalt herrührt. Indem durch die Säure Magneteisen (und Nosean) ebenfalls gelöst, Hornblende und Sanidin vermutlich auch nicht ganz verschont werden, kann das Gelöste natürlich das chemische Bild des Nephelins nicht deutlich darstellen. Dafs Zeolithe allein nicht das Gelatiniren verursachen, geht schon daraus hervor, daß bei den einzelnen Phonolithen die Mengen des Gelösten mit den Wassermengen nicht im Verhältnis stehen.

Durch den Augenschein kann man sich davon überzeugen, daß die in den Handstücken erkennbaren größern Krystalle von *Hornblende* in den Dünnschliffen gräsiggrüne oder etwas graulichgrüne Durchschnitte liefern und man wird daher auch die durch alle Grade der Dimensionen mit ihnen verbundenen, ganz ebenso gestalteten und beschaffenen mikroskopischen grünen Partikel darin nur als Hornblende betrachten können. Mittunter nimmt anderswo freilich auch der Durchschnitt des Augits eine grünliche Farbe an, weit häufiger noch aber wird dieser gelblichbraun, wie es für den Augit der Basalte charakteristisch ist (der Augit des Nephelinit von Löbau erscheint im Dünnschliff röthlichbraun mit einem Stich in's Violette); zudem ist Augit als erkennbarer Gemengtheil in Phonolithen fast gar nicht bekannt. Die Hornblende ist in mikroskopischen Säulchen

ein Gemengtheil wohl sämmtlicher Phonolithe und selbst diejenigen, bei welchen man in Handstücken nichts davon erblicken kann (z.B. viele Phonolithe der Rhön, Lausitz usw.), erweisen sich unter dem Mikroskop, selbst schon bei Be trachtung eines Dünnschliffs mit der Lupe, als Hornblende in Menge haltend.

Die kleinern Hornblendesäulchen sind sehr schön pellucid, grasgrün und namentlich in den nephelinreichen Phonolithen sehr gleichmäßig kreuz und quer durch die ganze Masse vertheilt. Diese Säulchen sind bald einfache Individuen mit deutlicher Endigung, bald Aggregate parallel gelagerter und dünnerer Stengel und dadurch an den Enden mitunter ausgefranzt und an den Seitenrändern nicht alle mal geradlinig begränzt; mitunter läuft auch eine breitere einfache Hornblendsäule an ihren beiden Enden in schmälere Fasern aus, welche wie Zinken einer Gabel erscheinen. So beschaffen ist z. B. die mikroskopische Hornblende im Ph. von der Milseburg, von der Pferdekuppe (Rhön), von Nestomitz (Böhmen), von Obersdorf und dem Schülerberg bei Herwigsdorf (Lausitz). Im Ph. von Nestomitz, dessen Handstück gar keine mit freiem Auge erkennbaren Hornblendekristalle enthielt, erreichten die größten dieser grünen, richtungslos umhergestreuten Säulchen eine Länge von 0,15 Milm., eine Breite von 0,05 Milm., im Ph. von der Milseburg maassen die längsten Hornblendesäulchen 0,6 Milm., die breitesten 0,08 Milm.; stets stechen sie vortrefflich gegen die umgebende, bei großem Nephelinreichthum fast farblose Masse ab. Eigenthümlich ist die wohl durch Zwillingsverwachsung hervorgebrachte Erscheinung, welche einige der größern Hornblenden von Salesl darbieten: die im Umriss als einfache Individuen erscheinenden Säulen waren im polarisierten Licht der Länge nach aus parallelen, abwechselnd breitern und schmäleren, sehr schön verschiedenfarbigen und schaaf abgegränzten Streifen zusammengesetzt. Im Ph. von der Milseburg bildet die Hornblende außer den Säulen auch sehr zierliche Gruppen von zahlreichen, strahligen, dünnen Nadeln, welche von einem Punkt aus nach allen Rich-

tungen divergiren, an ihren Enden in feine, unregelmäsig ausgezogene Spitzen auslaufend. Diese excentrisch-spielfsigen Gruppen, etwas lichter grasgrün oder gelblichgrün gefärbt, sind wie die Hornblendesäulen ganz frisch und scharf und liegen in dem Nephelin-Sanidin-Aggurat eingewachsen, selbst da, wo das letztere eine theilweise Umwandlung erlitten hat, davon nicht einmal an ihren feinsten Punkten berührt. Der Durchmesser dieser strahligen Gruppen steigt bis zu 0,005 Mllm. hinab; im polarisirten Licht sehen sie sehr hübsch aus, da dann die einzelnen Fasern gewöhnlich verschiedene Farben tragen. In mehreren Phonolithen, welche die Hornblende in besonders kleinen Säulchen und Körnchen enthalten, sind diese stellenweise zu länglichen krystallähnlichen Hanfwerken zusammengruppirt, welche mit schwarzen Magneteisenkörnchen durchspickt sind, so z. B. der Ph. vom Oderwitzer Spitzberg, in welchem die zierlichen lichtgrünen Hornblendesäulchen mitunter bis zu 0,003 Mllm. Kleinheit herabsinken, ferner im Ph. vom Schüllerberg bei Herwigsdorf (Lausitz), vom Marienberg bei Aussig, vom tollen Graben bei Wesseln usw. Die kleinsten Hornblendepartikel sind zwar immer scharfbegränzt, aber doch ohne deutliche Krystallformen darzubieten. Ueberaus fein sind die Hornblendepartikel in den Ph. von Klein-Ostheim bei Aschaffenburg und von Widdersheim (Rhön). Der Ph. vom Kletschenberg weist die hübsche Erscheinung auf, dass um gröfsere Noseansechsecke kleine grüne Hornblendesäulchen alle tangential angeordnet sind und so einen grünen Kranz bilden; ganz ähnliches bieten die Leucitophyre des Laacher Sees dar, wo es aber die etwas gerundeten Leucitkrystalle sind, welche in dieser Weise von grünen Säulchen umgeben werden.

In den Hornblendekrystallen der Phonolithe, zumal der grössern derselben, finden sich nun ebenfalls verschiedenartige Einschlüsse, wenngleich in spärlicherer Anzahl als in den Sanidinen. Farblose sechsseitige Nepheline sind im ganzen nur sehr selten eingewachsen (z. B. Milseburg, Marienberg, Salesl), desto häufiger sind als krystallinische Ein-

schlüsse die unten zu erwähnenden farblosen Krystallnadelchen und schwarze undurchsichtige Magneteisenkörner. Jene Krystallnadelchen, welche gewöhnlich kreuz und quer in der Hornblende stecken, erreichen mitunter eine Länge von 0,035 Milm. bei nur 0,005 Milm. Breite. Durch Hinauf- und Herabbewegen des Präparats kann man sich überzeugen, dass die schwarzen scharfrändigen Magneteisenkörner wirklich in der Hornblende ein-, und nicht etwa auf dieselbe aufgewachsen sind.

Außerdem liegen nun in den größern pelluciden Hornblendekristallen Gebilde, welche Jeder, der sich mit der mikroskopischen Untersuchung halbglasiger und krystallinischer Felsarten beschäftigt hat, auf den ersten Blick als Glaseinschlüsse erkennen wird. Die Feldspathe der Obsidiane und trachytischen Pechsteine sind bekanntlich oft überaus reich an charakteristischen mikroskopischen Partikeln von Glassubstanz, welche von dem aus dem Schmelzfluß sich ausscheidenden Krystall eingehüllt wurden und stets dieselbe Farbe besitzen, wie die den Krystall umgebende Glasmasse. Die Gebilde in den phonolithischen Hornblendekristallen weisen eine solche Ähnlichkeit damit auf, daß sie, obwohl hier eine Glasmasse, auf welche sie, wie dort, zurückzuführen wären, nicht in solcher Weise erscheint, gleichwohl als nichts anderes gedeutet werden können. Ganz dieselben Glaseinschlüsse fand ich übrigens auch in den grünen wohl gewiß der Hornblende (oder Augit?) angehörenden Säulchen, welche man vermittelst des Mikroskops in großer Menge in trachytischen Pechsteinen der verschiedensten Gegend (Baula und Hammerfjord auf Island, Ungarn, Neuseeland usw.) eingewachsen gewahrt. Die Glaspertikel sind uns Zeugen dafür, daß der Phonolith in seinem ursprünglichen Zustand aus einer geschmolzenen Masse entstand, welche indessen vollkommen (oder fast vollkommen) krystallinisch wurde und deren Reliquien in den Hornblendekristallen aufbewahrt werden. Sie haben hier gewöhnlich mehr oder weniger rundliche Umrisse und besitzen ein oder mehrere, durch die Contraction des Glases oder auch durch

Aufnahme eines Gases entstandene, dunkelumrandete und unbewegliche Bläschen; über die Kriterien, durch welche man diese Glaseinschlüsse, von den Flüssigkeitseinschlüssen, welche von andern Gesteinsmineralien beherbergt werden, unterscheiden kann, vergl. Neues Jahrb. für Miner. 1866, S. 780. Diese Glaseinschlüsse sind in den größern Hornblenden der Phonolithe, namentlich der feldspathreichen, eine so überaus häufige Erscheinung, daß einzelne Beispiele anzuführen vollkommen überflüssig ist. Die größten der ausgezeichneten Glaseinschlüsse in der Hornblende vom Marienberg maassen 0,02 Mlm. in der Länge, 0,012 Mlm. in der Breite; sehr schöne mit mehreren Bläschen liegen in der vom Schülerberg bei Herwigsdorf. Ist der Glaseinschlus groß und der Schliff gerade sehr dünn, so daß keine darunter oder darüber liegende Substanz störende Farbenerscheinungen zeigen kann, so bemerkt man, daß jener bei gekreuzten Nicols dunkelschwarz wird. Es liegt auf der Hand, daß dies aber nur eine seltene Ausnahme ist und daß in weitaus den meisten Fällen der von Hornblendesubstanz allseitig umhüllte Glaseinschlus beim Drehen des Nicols die Farbenerscheinungen der ersten mit durchmachen muß¹⁾. Alle diese Einschlüsse verschiedener Art, mit Ausnahme der Nepheline, finden sich in noch größerer Menge in den Augiten der Basalte. Wie in den Graniten und Felsitporphyren vorzugsweise der Quarz der Träger der Flüssigkeitseinschlüsse ist, so sind in den vulkanischen krystallinischen

1) Unvergleichlich schön sind die Glaseinschlüsse in der Hornblende des Gesteins vom Hauenstein, noch öfter von Schlaggenwerth, in dessen Hohlräumen der bekannte Mesolith (Thomsonit) vorkommt. In einer Hornblende, lang 0,23 Mm., breit 0,125 Mm., waren in einer Ebene 78 eiförmige Glaseinschlüsse zu zählen, keiner ohne, manche mit zwei Bläschen; der größte dieser Einschlüsse maß 0,004 Min. im längsten Durchmesser. In diesen Hornblenden fand ich auch den größten Glas einschlus, den ich je beobachtet: ein unregelmäßig gestaltete, mit hervorstehenden Ecken und einspringenden Winkeln verschene graue Glassmasse, die in der größten Länge 0,077 Mm., in der größten Breite 0,084 Mm. maas. Das kreisrunde, wie eine dunkelschwarze Kugel erscheinende Bläschen hatte 0,0085 Mm. im Durchmesser.

Gesteinen vorzugsweise Augit und Hornblende, in den gläsernen die Feldspäthe die Träger der Glaseinschlüsse. Noch zu erwähnen ist der innere, sehr regelmässige Aufbau mancher gröfsen Hornblendekristalle namentlich in den trachytischen Phonolithen, z. B. des von Salesl, von der Roche Sanadoire; ihr Durchschnitt offenbart, dass sie aus concentrischen, einander umhüllenden Zonen von verschiedenen Farbnuancen zusammengesetzt sind, welche recht scharf gegen einander abstechen und deshalb wohl ursprünglich bei dem Wachsthum der Krystalle durch schichtweise Aufeinanderlagerung bald eisenreichern, bald eisenärmeren Materials, nicht durch spätere Umwandlungsprocesse entstanden sind, wogegen auch spricht, dass zuweilen zwischen zwei dunkleren Schichten wieder eine lichtere steckt. Mitunter beobachtet man im Innern einen gröfsen, gleichgefärbten Kern, dessen äusserer Rand durch eine Reihe winziger Glaseinschlüsse eingefasst wird; darum legen sich alsdann mehrere verschieden gefärbte von Glaseinschüssen freie Zonen. Bisweilen sind auch gerade auf der Gränze zwischen zwei solchen Zonen Magneteisenkörnchen reihenförmig vertheilt. Die einzelnen concentrischen Schichten, auf denen die Hornblende aufgebaut ist, sind übrigens oft nicht einmal 0,01 Millm. breit. Ganz dieselbe Erscheinung boten auch unzählige Mal die grossen gelblichbraunen Augitdurchschnitte in Basalten, eine ähnliche oft die Feldspäthe in Laven dar. In den gröfsen Hornblendekristallen finden sich noch stellenweise angehäufte mikroskopische rundliche leere Höhlungen (Gas-poren), von ganz derselben Art, wie sie auch in den Sandidinen vorkommen. In den meisten Phonolithen stellt die Hornblende, wie schon erwähnt, ganz frische, noch viel besser als der Feldspath erhaltene Substanz dar, und hat sicherlich weder zur Zeolithbildung, noch zu einer Ausscheidung des Magneteisens das Material dargeboten.

Ferner macht der Nosean einen Gemengtheil fast aller gewöhnlichen Phonolithe aus. Bis jetzt war dieses Mineral — abgesehen von seinem Auftreten in den Leucitophyren des Laacher Sees (Rieden), den eigenthümlichen dortigen

Gesteinen von Olbrück und von Perlerkopf, um deren Erforschung sich G. vom Rath verdient gemacht, sowie dem Haüynophyr von Melfi — nur in einigen Phonolithen des badischen Hegau, und zwar in schon mit bloßem Auge deutlich erkennbaren Krystallen, bekannt. In den untersuchten Phonolithen aus der Lausitz, aus dem nördlichen Böhmen, der Rhön, Centralfrankreich usw. ist der Nosean in Dünn-schliffen, in denen er jedenfalls besser als in Handstücken aufzufinden ist, nur selten mit freiem Auge oder der Lupe wahrnehmbar, mit dem Mikroskop dagegen vortrefflich zu gewahren. Die regelmäſig begrenzten Noseankrystalle erscheinen vorzugsweise als Sechsecke, mitunter seltener als Vierecke, je nachdem das Granatoëder durchschnitten ist, und erweisen sich frisch im polarisierten Licht deutlich als regulär krystallisirende Substanz, da bei jedweder Lage der Krystalle und bei allen Durchschnitten durch dieselbe stets nur einfache Lichtbrechung erfolgt. Sehr häufig sind zwei, drei oder selbst mehrere Noseane zusammen gewachsen. Die Sechsecke sind oftmals ziemlich stark in die Länge gezogen. Vor allem wird aber der Nosean durch die eigen-thümliche, überall wiederkehrende mikroskopische Beschaffenheit seiner Krystalle charakterisiert. Stellt man die Untersuchungen über diese seltsame Mikrostructur zuerst an den unverkennbaren bis zu $1\frac{1}{2}$ Linien großen Noseanen des Olbrücker Gesteins, der oft noch gröſseren des Riedener Nosean-Leucitophrys und des Gesteins vom Perlerkopf (alle in der Umgegend des Laacher Sees) an, so wird man in Stand gesetzt, dieses Mineral in den kleinsten mikroskopischen Krystallchen überall, wo immer es in den Phonolithen auftritt, wiederzuerkennen.

Es ist keineswegs leicht, mit Worten ein Bild von der Mikrostructur des Noseans zu geben, welche zweifelsohne die sonderbarste ist, die bis jetzt für irgend ein Mineral bekannt wurde. Ist auch das Aussehen der einzelnen Krystalle unter dem Mikroskop manchmal ein verschiedenes, so offenbart sich doch das charakteristische der Ausbildungsweise immer und überall. Die gröſtern Noseane besitzen gewöhnlich nach außen zu eine dunkelbraunschwarze oder

dunkelbläulichschwarze Hülle um einen lichtern Kern; dieser schwarze Rand ist in der Regel ziemlich gut gegen das lichte Innere abgetrennt, ohne jedoch irgendwie scharfe Gränzen aufzuweisen: es findet zwischen beiden eine rasche und plötzliche Verwaschung statt; bei Noseanen des Perlerkopfs zieht sich aber diese innerliche Verwaschung fast bis zur Mitte der Krystalle hinein. Die dunkle Hülle ist bei manchen außen noch von einer wasserklaren Zone umsäumt, welche sich im polarisirten Licht als ebenfalls noch zum Noseankrystall gehörig erweist. Auch bei den kleinern Noseanen ist diese dunkle Hülle sehr häufig ausgebildet und es ist eigenthümlich, daß diese bei den größern Krystallen durchschnittlich von nicht viel anderer Breite ist, als bei den kleinern; sie beträgt gewöhnlich 0,02 bis 0,03 Mllm.: die mitunter um die Noseane vom Perlerkopf auftretende lichte Zone misst hier in der Regel ebenfalls 0,02 bis 0,04 Mllm. in der Breite.

Das Innere sowohl der größern als der kleinern Noseane ist es nun, welches in besonders eigenthümlicher und verschiedenartiger Weise ausgebildet ist. Sehr häufig stellt dasselbe bei schwacher Vergrößerung eine lichtgelblichgraue, oder lichtbläulichgraue, gewissermaßen wie mit Staub erfüllt aussehende Masse dar, aus welcher sich einzelne schwarze Pünktchen herausheben. Namentlich charakteristisch sind aber feine, lange, gerade und schwarze Striche, gewöhnlich nicht einmal 0,001 Mllm. breit, welche sich innerhalb dieser centralen Masse regelmäsig rechtwinkelig durchkreuzen; bisweilen wird aber noch in deutlicher Weise das rechtwinkelige Netzwerk der schwarzen Striche von andern durchschnitten, welche, wie es scheint, mit jenen Winkel von resp. 30°, 60°, 120° bilden. Besonders in den weniger großen Noseanen sind diese schwarzen Pünktchen und die schwarzen, fadenähnlichen, zartern oder gröberen Striche in allen möglichen Graden der Anzahl vorhanden. Bald sind der Punkte, namentlich im Centrum des Krystals, so viele, daß ein schwärzlichblaues oder graulichschwarzes fast unentwirrbares körnerähnliches Haufwerk derselben mit ein-

zernen dickerin erscheint, aus welchem sich dann, namentlich wo es etwas lockerer ist, die noch schwärzern Striche immer gut hervorheben; bald sind dieser rechtwinkelig netzförmig einander durchkreuzenden Striche so viele, dass sie über die dunkeln Pünktchen das Uebergewicht erlangen. Ueberaus häufig gewahrt man bei den größern Noseanen in der nach innen verblassenden Zone des äussern schwarzen Randes ebenfalls diese feinen, schwarzen Striche, welche aus der Masse jener Zone auslaufen, radienartig eine Strecke weit nach dem Innern des Krystals zu strahlen und immer dünner werdend, dann verschwinden.

Mitunter verläuft zwischen dem schwarzen Rand und dem centralen Pünktchenhaufwerk eine schmale, ganz klare Zone. Die kleinern Noseane besitzen oft lediglich eine äussere, wasserklare Zone, dann beginnt, indem der oben erwähnte schwarze Rand vermisst wird, nach innen zu die Masse graulich zu werden; Pünktchen stellen sich ein, die Striche blicken durch, die Pünktchen nehmen an Zahl zu und die Mitte bietet ein dichtes Aggregat von Pünktchen und Strichen dar. So, ohne schwarze Hülle, sind auch sehr viel Noseane der Phonolithe beschaffen. Selbst fehlt bisweilen jene klare Hülle und der ganze Nosean erscheint als ein nach außen lockeres Haufwerk von Pünktchen und Strichen. Ganz kleine Noseane, z. B. im Leucitophyr von Rieden, sind sogar ganz dunkel, immer aber deutlich vom Magneteisen zu unterscheiden.

An begünstigten Stellen sieht man nun bei sehr starker Vergrößerung, dass jene schwarzen, fadenähnlichen Striche nichts anderes sind, als Reihen derselben, sehr dicht hintereinander in einer geraden Linie gelegenen dunkeln Pünktchen. Ferner bemerkt man mitunter sowohl in jener verblassenden Zone auf der Innenseite, als an der nach außen gekehrten Umgränzung der schwarzen Noseanhülle ganz deutlich, dass diese selbst nur eine innige Anhäufung derselben schwarzen Pünktchen ist, wodurch ihre dunkle Farbe erzeugt wird. Dann und wann hat auch namentlich der bläulichschwarze Rand selbst eine ziemlich deutlich punk-

tirte Zusammensetzung. Bei sehr starker Vergrößerung will es auch scheinen, dass die lichtbläulichgraue oder lichtgelblichgraue Grundfarbe der centralen Krystallmasse von unendlich feinen derartigen Pünktchen herrühre. Ueber die Natur dieser oft erwähnten Pünktchen vgl. später.

Da wo die innere Noseanmasse weniger von den Pünktchen durchsprengelt und von den Strichen durchzogen ist, finden sich in derselben (zumal in den größern Noseanen der Laachersee-Gesteine) ächte rundlich-eiförmige Glaseinschlüsse bis zu 0,02 Milm. lang, 0,012 Milm. breit von gelber, braungelber oder grauer Substanz mit einem, auch mehreren Bläschen, oft auch statt größerer Bläschen durch und durch feinporös; die überaus deutliche Umgränzung des Glases gegen die Noseanmasse zu erscheint in einer für die Glaseinschlüsse überhaupt charakteristischen Weise ganz schmal und licht; das Bläschen dagegen ist oft so dunkel umrandet, dass sich kaum ein liches Centrum desselben darbietet. Mitunter ist die Umrandung der Glaseinschlüsse zackenartig eingesägt. Diese Glaseinschlüsse, ganz dieselben wie sie auch in den benachbarten Leuciten der Laacher Gesteine liegen, sind oft in sehr beträchtlicher Anzahl in den Noseanen versammelt (z. B. Perlerkopf) und sinken zu bedeutender Kleinheit hinab. In einem Noseankrystall von 0,55 Milm. Durchmesser waren in einer Ebene selbst bei schwacher Vergrößerung 17 der schönsten Glaseinschlüsse erkennbar; sehr häufig sind sie reihenartig neben einander gruppiert. Im polarisierten Licht erweisen sich übrigens diese Einschlüsse, wenn anders man an ihrer Natur zweifeln könnte, ganz unverkennbar als einfachbrechende Masse.

Aufser den Glaseinschlüssen kommen nun auch spärlichere (in den Noseanen von Melfi sehr reichliche) aber vortrefflich davon unterscheidbare, verhältnismäfsig grofse Poren in den Noseanen vor, welche wegen ihres, mit dem feinen Rande der Glaseinschlüsse im scharfen Gegensatz stehenden, sehr breiten und dunkeln Randes, entweder leer oder mit einer Materie angefüllt seyn müssen, deren Brechungsindex sehr von dem des Noseans verschieden ist. In

einigen derselben bemerk't man ein ganz deutliches kleines Bläschen, und da dieses sich in einigen beobachteten Fällen, wenngleich nur schwach hin und her bewegt, so ist es nicht zweifelhaft, daß diese Gebilde Einschlüsse einer Flüssigkeit sind, wie sie auch in den Leuciten vorkommen. In andern derselben gewahrt man kein solches Bläschen, und diese scheinen leere, oder mit irgend einem Gas erfüllte Hohlräume zu seyn.

Neben diesen verschiedenartigen Gebilden erscheinen nun gleichfalls ausgezeichnet deutlich fremdartige Krystalle als eine wesentliche Einwachsung in der Noseanmasse. Diese Krystalle finden sich namentlich in den kleinern Noseanen da, wo die obenerwähnten schwarzen Pünktchen und fadenähnlichen Striche zurücktreten. Es sind schwarze, bald längere, bald kürzere Nadeln, oben und unten mitunter deutlich durch zwei schief aufeinander stehende Linien abgestutzt, mitunter etwas abgerundet endigend, mitunter auch an einem Ende keulenartig verdickt. Die größte beobachtete Nadel mafs 0,028 Mill. in der Länge, 0,005 in der Breite. Beachtenswerth ist es, daß diese Nadeln sich niemals wirr durchkreuzen, sondern immer ganz regelmäßig angeordnet sind, indem sie, ohne einzeln gegenseitig zum Durchschnitt zu gelangen, parallel gelagert zwei Systeme bilden, welche einander rechtwinklig durchkreuzen. Vereinzelte andere sind dann dazwischen gestreut, welche, wie es scheint, in strenger Gesetzmäßigkeit mit jenen die Winkel von resp. 30, 60 und 120° bilden. Die Nadeln sind gewöhnlich tief-schwarz, scheinen mitunter an den Rändern röhlich oder gelblichbraun durch; stellenweise erscheinen auch die Nadeln vollkommen gelblichroth, oder es kommen Nadeln vor, welche zum Theil schwarz und opak, zum Theil gelblichroth pellucid sind. Neben diesen deutlichen Krystallen liegen auch rundliche oder eiförmige, körnerartige, bald, größere, bald kleinere Gebilde, von ebenfalls schwarzer oder brauner Farbe und wie es scheint, von vollkommen derselben Substanz, da zwischen den winzigen runden Körnchen und den längsten nadelförmigen Krystallen alle Uebergänge

in Gestalt und Dimensionen vorkommen. Die länglichen Körner besitzen eine solche Lage, daß sie sich mit ihren Längsachsen ganz regelmäſig in das Nadelnetz einordnen. Die zusammengruppierten Krystallnadeln bilden mitunter im Innern der Noseandurchschnitte einen schmalen concentrischen, der äußern schwarzen Hülle entsprechenden Ring. Ueber die Natur dieser schwarzen Kryställchen kann man vorderhand noch keine Vermuthung wagen: sie kommen übrigens nicht etwa auch als selbständige Gemengtheile in der Gesteinmasse vor.

Die größern Noseane zeigen in ihrem Innern recht häufig keine durchgängig gleiche mikroskopische Textur; ein und derselbe Krystall besteht hier aus einer lichtbläulichgrauen oder lichtgelblichgrauen, bei schwacher Vergrößerung scheinbar homogenen Masse, bietet dort ein Haufwerk dunkler Pünktchen dar, welche bald lockerer, bald dichter zusammengefügt, bald von den schwarzen Strichen durchkreuzt, bald von diesen frei sind, zeigt hier ein netzartiges Gewebe der schwarzen Striche, fast ohne dazwischengestreute Pünktchen, dort eine Ansammlung der oben erwähnten dunkeln Krystallnadeln, dort eine Reihe größerer und kleinerer gelber Glaseinschlüſſe oder leerer Höhlungen.

Es fragt sich nun noch, was die mehrfach erwähnten dunkeln Pünktchen sind, die sich bei schwächerer Vergrößerung in der inneren Masse der Noseane zeigen. Bei einer Vergrößerung von 750 lösen sich an manchen Stellen der größern Noseane oder bei einigen Krystallen überhaupt diese Pünktchen zum Theil in rundliche oder eiförmige Gebilde auf, welche nahezu sämmtlich, wenigstens alle, welche groß genug sind, es zu zeigen, ein oder mehrere (bis zu vier) kleine unbewegliche Kreischen oder wenigstens Pünktchen enthalten; es sind dies ohne Zweifel mit Bläschen versehene Glaskörner, die sich auch durch ihre lichtgrünlich-gelbe Farbe auszeichnen und einen deutlichen Uebergang in die großen unverkennbaren, oben erwähnten Glaseinschlüſſe aufweisen. Stellenweise waren bei einer Vergrößerung von 750 in einem Gesichtsfeld und in einer Ebene

gewiss 200 bis 300 solcher winziger Glaskörnchen in der Noseanmasse zu sehen, und bei der geringsten Drehung der Mikrometerschraube hoben sich wieder unzählige andere tiefer gelegene hervor (mitunter erscheinen in andern Noseanen, namentlich schön am Schorenberg, offenbar wieder dieselben Glaskörnchen, aber nicht sämmtlich mit Bläschen versehen). Bei solcher Vergrößerung gewahrt man aber auch stellenweise mit den Glaskügelchen gemengt, stellenweise für sich allein auftretend, schwarze opake Körnchen, welche gerade so aussehen, wie bei schwächerer Vergrößerung diejenigen, von denen oben erwähnt wurde, daß sie mit den schwarzen Kryställchen in ersichtlichem Zusammenhang stehen. Es scheint demzufolge gewifs zu seyn, daß die dunkeln Pünktchen bald Glaskügelchen, bald opake schwarze Körnchen, beide von sehr winzigen Dimensionen sind; möglicherweise ist auch ein kleiner Theil derselben ungeheuer minutiöse Gasporen oder Flüssigkeitseinschlüsse; es liegt nahe, zu vermutthen, daß die lichtgelblichgraue oder lichtbläulichgraue Farbe der Noseanmasse, in welcher die dunklen Pünktchen hervortreten, durch noch kleine Gebilde dieser Art, welche sich der Erkennung entziehen, hervorgebracht werde. Die erwähnten charakteristischen schwarzen fadenähnlichen Striche sind wohl jedenfalls stets nur eine sehr dichte perlchnurartige Aneinanderreihung der schwarzen Pünktchen, und nur ein unentwirrbares Haufwerk der letztern ist es unzweifelhaft, wodurch der schwarze äußere Noseanrand erzeugt wird¹⁾.

1) Dem Inhalt dieser Blätter liegt es allzufern, auch die Mikrostructur der eigenthümlichen seltneren rothen Noseane (Rieden am Laacher See, Melfi) zu erörtern, da derartige bis jetzt in den Phonolithen nicht gefunden wurden. Was in dem erwähnten dunkel erscheint, zeigt sich in diesen roth-rothe Hülle, rothe Fadennetze, rothe Kryställchen, ohne daß es scheint, als ob dieses Roth Zersetzungsp product sey. Der blaue Haüyn von Melfi hat ganz dieselbe Mikrostructur wie die bläulichen Centra der schwarz umrandeten Noseane, und er ist vielleicht nur ein der dunklen Hülle entbehrender Nosean. Es wäre nicht unmöglich, daß ein Zusammenhang existire zwischen dem seltsamen Schwefelsäuregehalt und der seltsamen Mikrostructur dieser Mineralien; worin dieselbe aber besteht, kann man zur Zeit noch kaum ahnen.

Zahlreiche Krystalle, welche die oben erwähnten charakteristischen Eigenthümlichkeiten an sich tragen, hatte ich nun in den verschiedensten Phonolithen beobachtet, auch bemerkte, das dieselben immer das Licht einfach brechen, aber ihre mineralogische Natur blieb mir so lange unklar, bis ich Dünnschiffe des Gesteins von Olbrück und des Leucitophrys von Rieden präparirte und nun erkannte, dass es Noseane sind, welche diese sonderbare Mikrostructur besitzen. An dem Olbrücker Gestein wurden darauf auch Studien über die Umwandlung der Noseane angestellt, und nun erhielten auch jene grossen, schmutzig-graulichgelben, stellenweise exzentrisch faserigen Sechsecke, welche ich schon in vielen etwas zersetzenen Phonolithen wahrgenommen, ihre richtige Deutung als umgewandelte Noseane, deren centrale Mikrostructur dabei mehr oder weniger verwischt wurde.

Die in der Umwandlung begriffenen Noseane stellen gewöhnlich eine schmutzig-graulichgelbe Masse von sechseckiger (oder viereckiger) Umgränzung dar, deren Ränder oft nach außen einigermaassen verwaschen, oft aber auch noch unvermuthet scharf sind. Wie bei den frischen, sind mitunter mehrere Sechsecke zusammengewachsen. Häufig verläuft außen ein lichtgelblicher Rand, dann folgt nach innen eine dunkelgraue Zone, während das Centrum lichter grau ist und darin bald das Pünktchenhaufwerk, die Strichnetze oder die schwarzen Kryställchen noch zu sehen, bald diese Gebilde ebenfalls schon der Zersetzung zum Opfer gefallen sind. An den Noseanen von Olbrück kann man sehr deutlich verfolgen, welches Schicksal die äussere schwarze Hülle erleidet: dieselbe zerbröckelt dabei förmlich, indem die Verwitterung in sie eindringend, sie auflockert, sie besteht dann aus einzelnen, von einander getrennten, gliedartig neben einander gelegenen, im Innern noch dunkeln, außen schon ganz lichtschmutzig verwaschenen Fetzen und löst sich zuletzt, eine sehr wechselnde Breite erlangend, ganz allmählich nach innen und nach außen in eine unrein graue oder gelbe, bald faserige, bald körnige Masse auf. Bei sehr fortgeschrittenen Umwandlung wird die vormalige Noseanmasse stellen-

weise oder durch und durch excentrisch verworren oder eisblumenähnlich faserig. Im Beginn dieser Processe hat der Nosean gewöhnlich noch sein einfaches Brechungsvermögen bewahrt und solche Sechsecke erscheinen bei parallelen Nicols licht, bei gekreuzten total dunkel; in weitern Stadien der Zersetzung, namentlich wenn die Fasern sich zu bilden anfangen, brechen diese Sechsecke das Licht doppelt und liefern bei gekreuzten Nicols ein hübsches, oft mosaikartig verschiedenen gefärbtes Bild. In seinem vollkommen verwitterten Zustande würde man den Nosean wohl kaum mehr als solchen erkennen, wenn man nicht eben diese Entwicklung durch die ganze Reihe der Uebergangsglieder verfolgt hätte.

Im Allgemeinen unterliegt der Nosean weit rascher und vollkommener der Zersetzung als der Nephelin. Durchweg kann man behaupten, dass die an Nosean verhältnismässig reichsten die verwittertsten sind; so enthalten die nosean-reichen vom Hohenkrähen und Teplitzer Schlossberg 3,19 und 2,75 Proc. Wasser, während die noseanarmen, nephelin-reichen gar nicht so sehr verwittert sind, wie der geringe Wassergehalt bei den Ph. von Olbersdorf (0,71), der Lausche (1,18), von Nestomitz (1,29), von der Pferdekuppe (1,34) erweist.

Einige der Phonolithe, welche ganz deutlichen Nosean enthalten, sind chemisch untersucht worden, ohne dass die Analysen einen Schwefelsäuregehalt aufwiesen. Bedenkt man indessen, dass das Gestein von Olbrück, welches »graublaue, granatoëdrische Krystalle in solcher Anzahl umschließt, dass auf einem Quadratzoll Fläche etwa 12 dieser (deutlich sichtbaren) Krystalle liegen«, (G. v. Rath) nur 0,69 (nach einer älteren Analyse nur 0,35) Proc. Schwefelsäure hat, so kann es nicht befremden, dass die Schwefelsäure, welche durch die in manchen Phonolithen nur spärlich und gewöhnlich mikroskopisch vorhandenen Noseane offenbar nur in spurenhafter Menge geliefert wird, den Analytikern entgangen ist. In dem verhältnismässig noseanreichen Ph. vom Hohenkrähen (Hegau) hatte dagegen C. G. Gmelin

schon 1828 an Schwefelsäure 0,12 Proc. und Spuren von Chlor nachgewiesen. Schill führt in dem Ph. von Oberschaffhausen (Kaiserstuhl) Spuren von Schwefelsäure und Chlor, Engelbach in dem vom Häuserhof bei Salzhausen (Hessen) 0,008 Chlor, Struve in dem vom Rothenberg bei Brüx, H. Meyer in dem vom Marienberg bei Aussig Spuren von Chlor an. Indem ich von mehreren Phonolithen, in welchen ich Nosean erkannt hatte, eine grössere Pulvermenge, als sie gewöhnlich zur Analyse verwandt wird, durch Salzsäure zersetze, glückte es mir auch, in dem Gelösten (z. B. vom Milleschauer Donnersberg und Teplitzer Schlafberg in Böhmen, von der Steinwand in der Rhön, vom Oderwitzer Spitzberg in der Lausitz) in der That Schwefelsäure und zwar in wohlbemerbarer Quantität nachzuweisen.

Einen fernern mikroskopischen Gemengtheil der meisten untersuchten Phonolithe, welcher aber gewöhnlich nicht eben reichlich eingewachsen ist, bilden farblose, dünne *Kristallnadeln* von ganz demselben Aussehen und ganz derselben Gestalt, wie diejenigen, welche auch in der Grundmasse der Basalte, der basaltischen und trachytischen Laven viel verbreitet sind, wie diejenigen, welche in ungeheurer Menge in der Glasmasse der trachytischen Pechsteine, der Perlite und zahlreicher Obsidiane erscheinen und hier die eigentlich entglasende Substanz darstellen, wie diejenigen ferner, welche die Leucite der Leucitophyre, die Quarze der Granite und Felsitporphyre so häufig durchspicken. In den Phonolithen sind diese Nadelchen bald in verhältnismässig grösserer, bald von geringerer Länge nach allen verschiedenen Richtungen zwischen den einzelnen Gemengtheilen eingewachsen. Dass sie auch von den wachsenden grössern Sanidin- und Hornblendekristallen in ihre Masse eingeschlossen wurden, ist schon oben erwähnt. Ihr Durchschnitt stellt zwei parallele Linien dar, die an beiden Enden mit einander verbunden sind, wobei die Endigung häufig ganz unregelmässig zu seyn scheint, rundlich, in eine Spitze angezogen, mit verschieden schiefem Winkel abgestutzt. Namentlich reich an

selchen Krystallnadelchen scheinen die stark nephelinhaltigen Phonolithe, z. B. der von Nestomitz, vom Kletschenberg, von Olbersdorf, von der Lausche (bei Zittau); sehr verbreitet auch im Ph. von der Pferdekuppe, am reichlichsten aber in dem vom Hohentwiel, wo es stellenweise förmlich von ihnen wimmelt. Welchem Mineral dieselben angehören, ist mit Gewissheit nicht zu entscheiden, da ihre Krystallform nicht erkannt, und ihre chemische Beschaffenheit natürlich nicht ermittelt werden kann. Am ehesten scheinen sie indessen eine feldspathartige, wenn auch vielleicht nicht an allen Orten ihres Vorkommens gleich chemisch constituirte Substanz zu seyn.

Schwarze, undurchsichtige, gewöhnlich sehr scharf begrenzte, aber unregelmäsig gestaltete Körner, welche weder in den Handstücken noch in den Dünnschliffen mit freiem Auge beobachtbar, ohne Ordnung und durchgehends ziemlich gleichmäsig durch die Masse wohl sämmtlicher Phonolithe vertheilt sind, können für nichts anderes als für *Magneteisen* gehalten werden, was unter anderm dadurch bestätigt wird, dass sie sich in dem mit Säuren behandelten Phonolithpulver unter dem Mikroskop nicht wiederfinden. Zudem hat man auch das Magneteisen schon häufig in grössern Körnern als Gemengtheil der Phonolithe erkannt. Diese mikroskopischen Körner sind dieselben, wie sie sich in Basalten, Trachyten, Laven, Pechsteinen, Grünsteinen usw. in stets getreuer Aehnlichkeit wiederfinden; sie erscheinen auch, wie erwähnt, als Einschlüsse in den grössern Sanidinen und Hornblenden der Phonolithe. Selbst enthalten die grössern Magneteisenkörner, aber nur höchst selten (Salesl), farblose Nepheline eingeschlossen; ist das Magneteisenkorn dünn, so zeigt sich darin scheinbar ein scharf sechsseitig begrenztes ausgeschnittenes Loch, welches jedoch bei gekreuzten Nicols durch die dann eintretende Dunkelheit des Nephelinhexagons gar nicht zu beobachten ist. In dem Ph. der Pferdekuppe mafs z. B. das grösste dieser mikroskopischen Magneteisenkörner 0,21 Mllm. in der Länge, 0,09 Mllm. in der Breite; alle Dimensionen sind vertreten bis zu schwarzen Körnchen

von kaum 0,001 Milm. Durchmesser. Verhältnismässig sehr spärliche Magneteisenkörner umschliesst der Ph. von der Milseburg, besonders dicke der vom Milleschauer Donnersberg und vom Oderwitzer Spitzberg, besonders feine der von Widdersheim. Es ist wohl nicht Zufall, sondern durch den beiden Mineralien gemeinsamen Eisengehalt zu erklären, dass so sehr häufig die Magneteisenkörner gerade an kleine grüne Hornblendesäulchen gehetet sind, eine Erscheinung die sich in überraschend ähnlicher Weise in den trachytischen Pechsteinen wiederholt. Mitunter verläuft eine Reihe von Magneteisenkörnern gerade auf dem äussern Rande eines Hornblendedurchschnitts und fasst denselben so ringsum ein. Es ist übrigens merkwürdig, dass in Gesteinen, welche doch manchmal schon so tiefeingreifenden Umwandlungsproessen unterlegen sind, die Magneteisenkörner gewöhnlich noch so scharfbegrenzt erhalten sind: nur sehr selten bemerkt man in den stark zersetzen Phonolithen um diese Körner eine röthlichbraune Zone von Eisenoxydhydrat.

Mit bloßem Auge erkennbare *trikline Feldspäthe* sind bekanntermassen in den Phonolithen ganz überaus selten und bis jetzt bloß von G. Rose einmal in dem des Schreckenstein bei Aufsig aufgefunden worden. Unter den mikroskopischen Gemengtheilen der Phonolithe gelang es mir nur sehr wenige Male, und zwar nur in den trachytähnlichen Phonolithen Böhmens und einem Centralfrankreichs, welche sich durch den grossen Feldspathgehalt von den nephelinreicherem eigentlichen Phonolithen auszeichnen, trikline Feldspäthe aufzufinden. Bei polarisiertem Licht sieht man z. B. in einem Dünnschliff des Ph. von Salesl ganz prachtvoll fein und verschiedenfarbig gestreifte Feldspathkrystalle, bald grössere, bald kleinere; mitunter sind diese schönen Krystalle in grösseren einfach farbigen Sanidinen eingewachsen oder seitlich darangewachsen. Die einzelnen farbigen Striche, welchen den Lamellen dieser polysynthetischen Krystalle entsprechen, erlangen oft eine unglaubliche Feinheit und Dünne, indem sie unter 0,0015 Milm. Dicke hinabsinken. In einem Dünnschliff des trachytischen Phonoliths von der

Roche Sanadoire (Mont-D'or) fanden sich drei verhältnismässig grosse trikline Feldspäthe; der eine war 1,3 Milm. lang, 0,3 Milm. breit und in polarisirtem Licht sehr schön und fein blau, gelb, farblos und dunkelgrau gestreift, die beiden andern waren etwas kürzer, einer davon in Sanidin eingewachsen. In den übrigen Phonolithen würde der trikline Feldspath, wenn er vorhanden wäre, wegen seiner auffallend schönen Farbenerscheinung der Beobachtung sicherlich nicht entgangen seyn. So lässt sich wenigstens bis jetzt der alte Satz noch immer aufrecht erhalten, dass Nephelin und trikline Feldspäthe einander ausschlieszen.

Honiggelber und gelbrother Titanit, ein nicht gar so seltener accessorischer Gast in den Phonolithen, findet sich gewöhnlich nur in isolirten grösseren, mit blofsem Auge sichtbaren Krystallen, nicht, wie man wohl vermuthen könnte, in mikroskopischen Individuen, allenthalben im Gesteinsge- menge vertheilt. Die einzigen mikroskopischen Titanite, welche sich zeigten, waren ein 0,04 Milm. langer, 0,008 Milm. breiter gelbrother Durchschnitt im Ph. des Wiltalths bei Aussig und ein 0,02 Milm. langes, ebenfalls ganz vereinzeltes Säulchen im Phonolith. von Nestomitz.

Olivin ist bekanntlich in erkennbaren Körnern, aber nicht minder auch in mikroskopischen Individuen sehr selten in den Phonolithen. Derjenige der Roche Sanadoire enthält spärlichen, aber deutlichen Olivin von ganz derselben, rauh und etwas matt erscheinenden Durchschnitts-Oberfläche und lichtgrünlichgelben Farbe, welche auch die mikroskopischen Olivindurchschnitte der Basalte auszeichnet; der längste dieser Krystalle war 0,9 Milm. lang, 0,03 Milm. breit und enthielt schöne Glaseinschlüsse, wie die basaltischen von Unkel am Rhein, von Rautenberg in Mähren. Olivin zeigte sich auch in dem ebenfalls trachytischen Phonolith von Salesl; bemerkenswerth ist, dass diese beiden olivinhaltigen Phonolithe zugleich die einzigen sind, in welchen trikline Feldspäthe beobachtet wurden. Der Phonolith von der Roche Sanadoire enthält auch ein mikroskopisches dunkelgelblichbraunes, aus zahlreichen parallelen Lamellen zusammengesetztes, mit Magnetiteisenkörnern durchsprengeltes Mineral, dessen einzelne Lamellen im polarisirten Licht keine Farbenverschiedenheit erkennen ließen, wohl zweifelsohne *Magnesia-glimmer* (ganz ähnlich dem mikroskopischen in Trachyten, Graniten, Syeniten), sowie wenige gelblichbraune in ihren Umgränzungen und Dimensionen der Hornblende ähnliche, ebenfalls Magnetiteisen enthaltende Säulen, wohl *Augit* (ganz

entsprechend dem der Basalte); letzteres Mineral kommt auch im Ph. von Salesl vor.

Von Quarz und Leucit, zwei unter dem Mikroskop unverkennbaren Mineralien wurde in der Grundmasse der von mir untersuchten Phonolithen keine Spur gefunden¹).

- 1) Obschon die mikropetrographischen Verhältnisse der eigenthümlichen Laacher-See-Gesteine, welche sich durch das Auftreten des Leucits auszeichnen und von den eigentlichen und gewöhnlichen Phonolithen scharf unterscheiden, hier ausgeschlossen sind, so sey doch beiläufig etwas über dieses Mineral erwähnt, dessen Mikrostruktur hier besonders gut studirt werden kann. Die Leucite, wie sie in den noseanhaltigen Gesteinen vom Selberg und Schorenberg bei Rieden, von Olbrück, vom Perlerkopf vorkommen, sind im Dünnschliff durch ihre farblose Substanz, durch ihren gewöhnlich 8- (mitunter auch 6-, selbst 4-) seitigen Umriss, dessen Ecken in der Regel abgerundet und dessen Randseiten gegen das umgebende Gesteinsgemenge nicht sonderlich scharf abgegränzt sind, ausgezeichnet. Im polarisierten Licht weisen die meisten Leucite bei gekreuzten Nicols die seltsame Erscheinung auf, daß in der alsdann dunklen Masse ein System oder mehrere Systeme von parallelen unendlich feinen ganz dunkeln und lichtgraulichen oder lichtbläulichen Streichen sich zeigt, oder daß selbst fast der ganze Leucit aus abwechselnd dunklen und lichten Linien besteht. Jene Liniensysteme sind bald rechtwinkelig, bald aber auch schiefwinkelig auf einander; es kommt sogar vor, daß bei gekreuzten Nicols die Hauptmasse des Leucits lichtbläulichgrau (!) erscheint und nur feine schwarze Linien hindurchscheinen. Diese vermutlich auf die Polarisation lamellaire Biots zurückzuführende Erscheinung, die ich gleichfalls an den Leuciten der Vesuvlayen und des Gesteins von Capo di Bove beobachtete, ist noch näherer Erforschung wert. Abgesehen von der Mikrostruktur unterscheiden sich dadurch die Leucite auf den ersten Blick von den Noseanen, welche bei gekreuzten Nicols total dunkel werden. Bezeichnend ist ferner für den Leucit die große Verunreinigung seiner Masse durch fremde Körper: farblose dünne Krystallnadelchen, wie sie auch selbstständig in der Gesteinsmasse liegen, sind wohl in den meisten eingewachsen, zumal nach den Rändern zu, wo sie oft mit der Umgränzung parallel gelagert sind, oft aber auch kreuz und quer den Leucit so massenhaft durchspicken, daß sie ein förmliches Spinnengewebe darstellen; ich maafs solche Nadeln von 0,068 Mm. Länge und nur 0,0015 Mm. Breite. Weit minder häufig sind mikroskopische Noseane (gewöhnlich mit lichter Hülle), Nepheline, und die lichtgrünen (Hornblende- oder Augit-) Säulchen des Gesteins eingewachsen, welche letztere dagegen ganz überaus oft in streng tangentialer Anordnung einen sehr zierlichen grünen Kranz um die Leucitkörner bilden. Winzige leere Höhlungen durchziehen die Leucite; außerdem finden sich darin häufig prächtvolle lichtumrandete Einschlüsse von graulicher, gelblicher oder brauner Farbe, bei gekreuzten Nicols total dunkler Glasmasse mit einem oder mehreren tiefdunkel umrandeten Bläschen; ferner gewöhnlich schichtweise angeordnete, runde oder mitunter schlauchartig gekrümmte Poren, enthaltend eine farblose Flüssigkeit und ein Bläschen, welches wie bei den gleichen Gebilden in den Quarzen der Grauite und Porphyre sich fortwährend in der Flüssigkeit hin- und herbewegt. Ein Flüssigkeitseinschluß in einem Leucit vom Selberg bei Rieden war z. B. 0,013 Mm. lang, 0,0085 Mm. breit und enthielt ein überaus deutlich und unabhängig sich bewegendes Bläschen

Der junge Phonolith, vorwiegend zusammengesetzt aus Sanidin, Nephelin, Hornblende, Nosean, Magnetiteisen, stellt sich somit als der getreue Nachfolger der in älteren Perioden der Erdbildung entstandenen portugiesischen Foyaite, der norwegischen zirkonarmen Syenite, zumal aber der uralischen Miascite und jener merkwürdigen Gesteine von Di-tró im östlichen Siebenbürgen dar, welche aus denselben, nur z. Th. in antiker Ausbildung erscheinenden Mineralien bestehen, aus Orthoklas, Elaeolith, Hornblende, Sodalith (Vertreter des Noseans), Magnetiteisen. Je bunter diese Mineralcombination zusammengewürfelt erscheint, desto höheres Interesse verdient die gewiss nicht gesetzlose und genau durchgeführte Repetition derselben.

Im Polarisationsapparat des Mikroskops weist zumal bei gekreuzten Nicols das Gewebe vieler Phonolithe stellenweise eine Structur auf, welche die größte Aehnlichkeit mit denjenigen charakteristischen darbietet, welche die halbtenglasten Trachytpechsteine, Perlite und Obsidiane erkennen lassen (vgl. Sitzungsber. der Wien. Akad. XLVII, 1863, S. 258, 264). Wie nämlich hier die winzigen Krystallnadelchen, das Hauptproduct der Entglasung, so oft parallel neben einander gelagert, in der Glasmasse zu Strängen oder Strömen zusammengedrängt erscheinen, welche mitunter wellig gebogen verlaufen oder Nebenströme aussenden, an andern Orten um grössere Sanidinkristalle tangential angeordnet sind, so sieht man in manchen Phonolithen die kleinsten leistenförmigen Feldspathdurchschnitte, während sie anderswo in richtunglosem Gewirre umherliegen, auf Strecken hin parallel neben einander gruppirt, solche Ströme hin und her gewunden, oft auch förmlich fächerartig oder eisblumenähnlich auseinanderlaufend. Diese Feldspathkrystallzüge sind oft vor grössern Sanidinen, Hornblenden oder Noseanen in auffallender Weise aufgestaucht, aus ihrer Richtung gelenkt, oder die einzelnen Krystallchen haben sich deutlich tangential

von 0,0025 MM. Durchmesser. Solche durch ihr mobiles Bläschen unzweifelhaft charakterisierte eisförmige Flüssigkeitsporen — für dieses ächt vulkanische Mineral nicht ohne Interesse — fand ich auch in den Leuciten vom Capo di Bove. Bemerkenswerth ist das Zusammenkommen von Zeugen für die Gegenwart von Schmelzfluss und von Flüssigkeit bei der Bildung der Leucite.

Die Leucite vom Capo di Bove enthalten in ihrer Masse eine Versammlung von ganz regelmäßig gruppirten (oder mitunter auch grünen) Körnchen, welche in jeder Ebene einen Kranz bildend, eigentlich so angeordnet sind, dass sie alle auf der Oberfläche einer im Leucit gedachten Kugel liegen, wovon man sich durch Herauf- und Herabbewegen des Präparats überzeugen kann.

um dieselben angeordnet. Diese getreue Analogie in der Mikrostruktur des Gesteingewebes gilt uns als entschiedener Erweis dafür, dass in einem gewissen Stadium der Phonolithbildung der Zustand der Masse ein halbplastischer war und dass noch Fluctuationen und Verschiebungen der kleinsten Krystalle erfolgen konnten, nachdem die gröfsern schon gebildet waren. Diese eigenthümliche Fluctuationsstructur findet sich übrigens vorzugsweise nur innerhalb der feldspathreicherem trachytischen Phonolithe und wird in den nephelinreicherem gewöhnlich vermisst. Ausgezeichnet ist sie im Ph. von Salesl, vom Wiltthal bei Aussig, von der Steinwand, dann auch dem von Kunersdorf; selbst die nephelinreichen Phonolithe von Nestomitz und von Olbersdorf weisen deutliche Spuren dieser Structur auf. Zu ihrer Beobachtung wende man polarisiertes Licht an, um die einzelnen, farbig werdenden Krystallchen und ihre Richtung besser gegen einander abgegrenzt zu erhalten, und bediene sich nur sehr schwacher Vergrößerung, um mit einem Mal einen gröfsern Theil des Präparats überschauen zu können.

Ob in der Phonolithmasse analog wie in manchen Felsitporphyren und Basalten eine amorphe (glasige) eigentliche Grundmasse vorhanden ist, lässt sich bei dem zersetzen Zustand mancher, der Farblosigkeit der hauptsächlichsten krystallinischen Bestandtheile und der innigen Verwachsung und Verschränkung derselben schwer entscheiden. Betrachtet man einen Dünnschliff der trachytischen Phonolithe im polarisierten Licht, so sieht man, dass beim Drehen der Nicols ein Theil der Masse desselben keine Farbenwandlung, sondern nur Helligkeit und Dunkelheit zeigt und zwar sind dies, wie es scheint, vorzugsweise nicht individualisierte Partikel, welche gewissermaassen den Untergrund abgeben, in welchem die farbig erscheinenden Nepheline, Sanidine, Hornblendekrystallchen eingewachsen sind. Wenn nun auch sämmtliche noch frische Noseane, die senkrecht stehenden Nephelinsäulchen, sowie die Sanidine, welche gerade so gelagert sind, dass eine optische Axe mit der Mikroskopaxe zusammenfällt, das Licht nur einfach brechen, so sind jene hell-dunkeln Partien doch zu zahlreich und zu unregelmässig begränzt, um ohne Weiteres als so gestellte Nepheline, Sanidine oder Noseane gelten zu können. Indem somit das Vorhandensein einer amorphen, wohl glasigen, Grundmasse für die trachytähnlichen Phonolithe nicht unwahrscheinlich ist, ist dies für die sehr nephelinreichen Phonolithe ihrem Verhalten im polarisierten Lichte nach viel weniger der Fall,

Wenn man den Phonolith pulvert, das Pulver durch Salzsäure zersetzt, den gebildeten Kieselsäureschleim durch Kalilauge löst und dann die unlöslichen Theilchen mit Wasser auswäscht, so erhält man ein graues Pulver, welches selbst schon unter einer starken Lupe sich als aus glasähnlichen Körnchen (Sanidin) und grünschwarzen kurzen Säulchen (Hornblende) bestehend erweist. Röhrt man, um die Pelli-cidität zu erhöhen, dieses Pulver in Canadabalsam ein und bringt darüber ein Deckgläschchen an, so vermag man die mikroskopische Beschaffenheit und Textur der Körnchen ganz gut zu studiren, und namentlich lehrreich ist es, von einem Handstück einen Dünnschliff und zugleich das geätzte Pulver zu untersuchen. Der Sanidin ist vollkommen wasserklar, und in den durchsichtigen Splittern kann man ebenso gut als im Dünnschliff die niedlichen eingewachsenen Nephelin-kryställchen und Krystallnadelchen wahrnehmen. Trefflich beobachtet man auch an diesen Splittern, wie eine Unzahl von leeren kugelrunden oder eiförmigen Gasporen, von den allerwinzigsten Dimensionen, schichtweise neben einander gelagert den Feldspath hier und da durchzieht. Vom Nephelin, vom Nosean, von dem graulichgelblichen faserigen Zersetzungssproduct beider, von den Magneteisenkörnern, welche sich in dem Dünnschliff zeigen, findet sich in dem gentigend geätzten Pulver keine Spur wieder. Es wurde auch versucht, dünn geschliffene Plättchen mit der Säure zu ätzen; aber wenn die Aetzung vollständig war, so dass alle zersetzbaren Theile entfernt wurden, so löste sich stets das Präparat vollständig zerbröckelnd auseinander; fand nur eine theilweise Aetzung statt, so war eine Unterscheidung der zersetzbaren und der unzersetzbaren Theile natürlicherweise unmöglich.

Anknüpfend an die vorhergehenden allgemeinen Betrachtungen über die mikroskopische Zusammensetzung der Phonolithe sey nun noch Einiges über einzelne ausgezeichnete Vorkommnisse in Kürze erwähnt, da der Raum verbietet, sämmtliche an diesen Gesteinen angestellte Untersuchungen hier mitzutheilen.

Einen charakteristischen mikroskopischen Typus weisen die krystallarmen, sehr leicht spaltbaren, schimmernden bis fettglänzenden Phonolithe von Olbersdorf, der Lausche, Milseburg (der frischeste der Rhön), Pferdekuppe, Widdersheim, Nestomitz, Kletschenberg usw. auf. Die Dünnschliffe werden vortrefflich fein und klar und stellen nur zarte Häute dar. Diese im Ganzen nur spurenhaft umgewandelten und

nur an sehr wenigen Stellen leicht getrübten Phonolithe bestehen der Hauptsache nach aus übereinandergeschichteten wasserklaren scharfbegränzten Nephelinkrystallen (meistens Hexagone) und Sanidinen, zwischen welche hindurch zierliche kleine grüne Hornblendesäulchen und schwarze Magnet-eisenkörnchen regelmäsig verstreut sind. Die Sanidine treten besser im polarisierten als im gewöhnlichen Licht innerhalb des Nephelinaggrets hervor. In dem Ph. von Olbersdorf mafs das größte Nephelinsechseck 0,03 Milm.; der Dünnschliff dieses Gesteins ist von demjenigen der Lausche bei Zittau unter dem Mikroskop absolut nicht zu unterscheiden; beide enthalten auch sehr deutliche Nephelin-rechtecke. In dem Ph. von Nestomitz sinken die Nepheline zu besonders großer Kleinheit herab, ähnlich ist ihm der Ph. von Widdersheim, in welchem der Nephelin meist etwas verzerrte Formen darstellt; doch sieht man häufig auch regelmäsig Sechsecke, und daſs jene unregelmäſigen Gestalten ebenfalls Nepheline sind, erhellt aus einer Betrachtung z. B. des Ph. von der Lausche, wo die wohl ausgebildeten Schritt für Schritt in ebensolche misgeformte übergehen. In dem Ph. der Milseburg ist stellenweise feines Eisenoxydhydrat in die Fugen zwischen den vier- und sechseckigen Nephelin-figuren eingedrungen und gränzt so letztere noch besser gegen einander ab. Der Ph. der Pferdekuppe ist etwas sanidinreicher, nebenbei aber auch etwas mehr umgewandelt. Sehr ähnlich dem Phonolith von der Milseburg ist der von Kunersdorf mit großen ausgezeichnet schönen Nephelinrechtecken und -Sechsecken und trotz der Fleckchen von Eisenoxydhydrat ziemlich frisch.

Neben den wasserklaren Nephelinchen bemerkte man nun in diesen Gesteinen sechsseitige Figuren, welche aus einem lichten, klaren und schmalen Rand und einem bläulichgrauen oder graulichbraunen, bald wie feiner Staub, bald wie ein feinkörniges Haufwerk erscheinenden Kern bestehen. Der größte Durchschnitt dieser Art in dem Ph. von Olbersdorf mafs 0,04 Milm. im Durchmesser, der klare Rand darum war 0,006 Milm. breit. Diese winzigen Gebilde, welche jedoch nie zu solcher Kleinheit herabsinken wie die Nepheline, sind im Ganzen nur spärlich verteilt, selbst nicht im Entferntesten so zahlreich wie Hornblende oder Magnet-eisen. Stets vom Nephelin deutlich zu unterscheiden, sind diese Krystalle nun wohl unzweifelhaft Nosean und stellen namentlich die getreueste Miniaturausbildung der größern oben erwähnten ebenfalls *keine schwarze*, sondern eine lichte

Hülle besitzenden Noseane dar. In den Gesteinen vom Schorenberg und zumal vom Selberg bei Rieden, auch in manchen Phonolithen, sieht man die genau so beschaffenen Krystalle durch alle Dimensionen mit größern unzweifelhaften Noseanen im Zusammenhang stehen, welche die charakteristische Mikrostructur auf das beste aufweisen. Die Noseane, welche sich anderswo von den Leuciten umschlossen finden, sind fast immer in dieser Weise ausgebildet. In dem Ph. von Nestomitz gewahrt man aber selbst in solch kleinen lichtumrandeten Noseanen jene kreuzweis verlaufenden feinen schwarzen Striche, wodurch auch die größten charakterisiert sind. Diese Gebilde brechen auch sämmtlich, Kern und klare Hülle gemeinsam, das Licht in jedweder Lage derselben nur einfach, während von den Nephelinhexagonen die schief gelegenen bei gekreuzten Nicols farbig erscheinen. Im Gegensatz zu andern Phonolithen sind aber die erwähnten recht arm an Nosean und in den Dünnschliffen von Kunersdorf habe ich dieselben bis jetzt noch nicht unzweifelhaft beobachten können.

Die Hauptmasse des ziemlich sanidinreichen Ph. vom Oderwitzer Spitzberg ist demjenigen von der Milseburg ähnlich, zeichnet sich namentlich auch durch verhältnismäsig große, sehr schöne und klare Nephelinrechtecke und Sechsecke aus. Die Noseane, die an Deutlichkeit nichts zu wünschen übrig lassen und schon mit der Lupe im Dünnschliff erkannt werden können, stellen verschiedene Ausbildungsweisen dar, die auch sämmtlich an den typischen Noseanen des Laacher See-Gebiets vorkommen: ein schwarzer Rand, bald etwas breiter, bald etwas schmäler, dann nach innen eine lichte Zone, dann im Centrum die bekannte, wie ein Pünktchen-Haupwerk aussehende Masse: auch die rechtwinkelig einander durchkreuzenden langen schwarzen Striche im Innern, oder in einer lichtern Centralmasse die vereinzelten schwarzen Krystalle rechtwinkelig gegen einander gestellt; gleichfalls kommt hier die Vereinigung mehrerer Noseane zu Gruppen vor.

Ausnahmsweise viele große und schöne Noseane kommen neben sehr zahlreichen wasserklaren Nephelinkrystallen im Ph. vom Kleitschenberg vor, dessen Hauptmasse der der Ph. von Olbersdorf, der Lausche, Nestomitz sehr ähnlich ist. Häufig besitzen dieselben außen eine gelbliche, etwas faserig umgewandelte Zone, dann folgt nach innen eine lichte concentrische Zone; dann eine concentrische Zone kreuzweis gruppirter schwarzer, kurznadelförmiger Krystallchen (sehr

oft untermengt mit ebenso geformten röthlichbraunen oder gelblichbraunen), endlich besteht das grosse Centrum aus einer bläulichgrauen Masse mit schwarzen hervorstechenden Pünktchen. Bisweilen ist die Zone der gekreuzten Nadelchen nicht rings geschlossen, sondern bildet nur einen einseitigen Halbkreis, oder selbst nur einen Kreisteil. Die Nadelchen sind dann und wann flammenförmig gebogen. Mitunter nehmen auch die kreuzartig aufeinander stehenden Nadelchen das ganze Innere des Noseans ein. In dem höchst zarten Dünnschliff maas der grösste mit freiem Auge erkennbare Nosean 0,8 Milm. im Durchmesser; ein stark in die Länge gezogener Nosean war siebenmal so lang als breit, bei gekreuzten Nicols tief dunkelschwarz. In den Handstücken ist vom Nosean nichts zu bemerken.

Etwas verwitterter ist der ziemlich vielen Sanidin enthaltende Ph. von der Steinwand (Rhön), in dem die grössten Nephelinsechsecke 0,04 Milm. im Durchmesser, die grössten Rechtecke 0,09 Milm. in der Länge maassen. Vortrefflich kann man hier die Umsetzung der Noseane verfolgen: sie bestehen im frischen Zustand gewöhnlich aus einer schmalen Hülle und einem breiten Centrum der gelblichgrauen oder bläulichgrauen, gewissermaassen wie mit feinem Staub erfüllt aussehenden Masse, sehr häufig durchzogen von dem rechtwinkelig netzartigen Gewirre der sehr nahe auf einander gerückten feinen schwarzen Striche. Diese Noseane, bis zu 0,4 Milm. gross, sind nun im vorgeschrittenen Stadium in eine schmutzig gelbliche Substanz verwandelt, welche der Hauptsache nach aus auseinanderlaufend faserigen Partien besteht, stellenweise auch die Durchschnitte traubenförmig oder nierenförmig beschaffener Aggregate darbietet. Zwischen diesen völlig (wohl zu Natrolith) zersetzen, schon doppeltbrechenden Noseanen und den frischen erscheinen alle Uebergänge: bald ist das Centrum noch ziemlich gut erhalten, die Hülle schon zersetzt; bald auch das erstere schon hart mitgenommen und man gewahrt nur noch undeutliche halbgerettete Ueberreste des Strichnetzes. Bei einem Nosean war nur die eine, einem total zersetzen Krystall gegenüberliegende Hälfte der klaren Hülle in die faserige gelbe Substanz verändert, das übrige noch frisch; deutlich trat dies im polarisierten Licht hervor, in welchem bei gekreuzten Nicols der umgewandelte Theil der Hülle farbig, die andere Krystallmasse tief dunkelschwarz erschien. — Auch in dem ähnlichen Ph. vom Schülerberg bei Herwigsdorf liegen verwitterte Noseansechsecke neben ziemlich frischen; die letztern

haben gewöhnlich eine lichte Zone und in ihnen sind die schwarzen Striche (gerade, wie es in so vielen von Olbrück der Fall) häufig so dicht zusammengedrängt, dass im Innern eine fast schwarze Masse erscheint, deren Rand durch die dort endigenden Striche in überaus feine Fasern ausgefranzt ist. Ein Nosean von nur 0,012 Mllm. Durchmesser, der kleinste unzweifelhafte, den ich je beobachtete, wies noch ganz deutlich dieselbe gestrichelte Textur wie die grossen auf und besaß einen lichten Rand. Hier wie in dem von der Steinwand und in allen theilweise zersetzen Phonolithen hat übrigens die von dem Nosean (und Nephelin) gelieferte zeolithische Lösung das Sanidin-Nephelingemenge mehr oder weniger imprägnirt und es haben sich darin auch selbständige faserige Partien angesiedelt.

Recht belehrend ist auch der Ph. von Klein-Ostheim bei Aschaffenburg. Man erkennt darin schmale, im Ganzen wenig zahlreiche Sanidine, sehr feine grüne Hornblendepartikel, ausgezeichnet hervortretende klare, scharf rechteckige doppeltbrechende, größtentheils aber einfachbrechende Figuren, welche zusammen dem Nephelin angehören; die größten Hexagone messen 0,02 Mllm. im Durchmesser. Dann gewahrt man schon mit der Lupe, ja schon mit blofsem Auge in dem Dünnschliff bräunlichgelbe sechsseitige Figuren, die in den Handstücken nicht erkennbar sind und bis zu 0,5 Mllm. Durchmesser erreichen. Unter dem Mikroskop ist in diesen umgewandelten Noseanen dann und wann noch ein deutlicher Ueberrest der ursprünglichen dunkelbläulichgrauen Punkthaufen zu beobachten. Diese grossen Noseane sind noch nicht stark umgewandelt, nur hier und da ist eine Anlage zu verworren-faseriger Textur zu erkennen, sie sind noch recht scharf begränzt und haben noch ihre einfache Brechung bewahrt. Mitunter sind sie stark in die Länge gezogen und scheinbar rhombisch. Die Verwitterung scheint übrigens vorzugsweise diese größern Noseane erfasst und die kleineren derselben, wie die überhaupt viel kleinern Nepheline, verschont zu haben. Noseane bis zu 0,05 Mllm. groß, zeigen noch ganz frisch ihren lichten Rand und bräunlich-grauen Kern und sind von den wasserhellen Nephelinern deutlich zu unterscheiden.

In dem feldspathreichen trachytähnlichen Ph. der Roche Sanadoire ist der Nephelin ganz unzweifelhaft vorhanden, aber man erkennt die farblosen zum Theil etwas unregelmässig begränzten, sehr kleinen und dabei recht versteckten Blättchen nur, wenn man sehr dünne Schiffe mit starker

Vergrößerung untersucht, und wenn man überhaupt weiß, wie der Nephelin sich unter dem Mikroskop darstellt. Dass dieses Gestein, außer Hornblende und Magnetiteisen, triklinen Feldspath, Olivin, Magnesiaglimmer und wohl auch Augit enthält, wurde schon oben bemerkt. Einer der Noseane von 0,82 Mllm. Durchmesser ist in dem Schliff schon mit freiem Auge zu sehen, unter dem Mikroskop täuschend ähnlich wie die vom Schorenberg am Laacher See und ganz frisch beschaffen mit schwarzer Hülle, bläulichgrauem, feinpunktiertem Inneren, in welchem schwarze und rothe Krystellchen spärlich vertheilt sind. Das Gestein enthält jedoch nur wenige kleine Noseane, ein ganz winziger mit charakteristischen schwarzen durchkreuzenden Strichen war in einem Sanidin eingewachsen.

Im Ganzen nahestehend sind die trachytähnlichen feldspathreichen Phonolithe des böhmischen Mittelgebirges, von denen schon oben mehrfach die Rede war. Der Ph. von Salesl enthält sehr wenig Nosean, doch zeigte sich einmal ein sehr schönes Quadrat mit deutlichstem Netz schwarzer Striche, von 0,12 Mllm. Seitenlänge und absolut dunkel bei gekreuzten Nicols. Das Gestein ist deshalb nur wenig verwittert, aber zwischen den dichtgedrängten Sanidinen und Hornblenden (zu denen sich hier noch wenig trikline Feldspäthe und Olivin gesellen) blicken nur an begünstigten Stellen die kleinen Nephelinkristallchen hervor, während einzelne gröfsere Nephelinkristalle an diejenigen der Hornblende angeheftet sind. Sehr zersetzt ist der Phonolith aus dem Wiltthal, ebenfalls feldspathreich, aber durch und durch von graulichgelblicher, faseriger, oft eisblumenartig auseinanderlaufend faseriger Zeolithmasse durchzogen. Der verhältnismässig reichliche Nosean ist in allen Stadien der Umwandlung vorhanden: Gebilde aus lichter Hülle und dunklem Kern, oft noch mit einer Andeutung rechtwinkeliger Strichnetze (wie Olbersdorf, Lausche usw.), dann gröfsere verworren-faserige Sechsecke, in der Form noch ziemlich scharf erhalten, auch wohl im Centrum noch ein punktirtes Haufwerk enthaltend, aber fast schon alle mit mosaikähnlichen Farbenerscheinungen das Licht polarisirend, dann endlich halbzerstörte Sechsecke, bei denen zwei oder drei Seiten noch conservirt, die andern schon gänzlich auseinandergeflossen sind. Der Nephelin ist hierin ebenfalls ziemlich versteckt, sehr deutlich dagegen stellenweise in den frischeren Schlitzen des Ph. vom Marienberg bei Aussig, trotz des allgemein zersetzen Zustandes dieses Gesteins zu gewahren,

in welchem ursprünglicher Nosean nicht mehr ganz klar zu erkennen ist.

Ziemlich stark zersetzt und ungeachtet seines noch frischen Aussehens vielfach mit mikroskopischer faseriger Zeolithmasse imprägnirt, ist der Ph. vom Milleschauer Donnersberg, in dessen Masse man jedoch noch hübsche und klare Nephelinkrystallchen beobachtet, wie sie in so großer Zahl in den Sanidinen aufbewahrt und vor der Zersetzung gerettet sind. Die bis zu 0,5 Millm. großen, hier gewöhnlich stark einseitig in die Länge gezogenen Noseane brechen schon das Licht doppelt; der gelbliche Rand ist nach außen zu verwachsen, doch kann man noch manchmal den etwas weniger umgewandelten Kern deutlich unterscheiden, der, obwohl er durch und durch trübe ist, gleichwohl mitunter noch Reliquien der Pünktchenhaufen oder dunkeln Krystallchen, ja wohl selbst noch deren rechtwinkelige Gruppierung in schwachen Zügen erkennen lässt.

Hier schliesst sich an das ebenfalls bedeutend umgewandelte Gestein des Teplitzer Schlossbergs. Der Sanidin ist oft noch recht wohl erhalten, voller zierlicher Nephelinkrystallchen, oft aber auch an den Rändern schon angegriffen; die grünen Hornblendesäulchen haben sich dagegen vortrefflich conservert, ihren scharfen Umriß und ihre glasähnliche Beschaffenheit bewahrt. Der größte Nosean, ein graugelbes Sechsek, mafs 1,1 Millm., die früher schwarz gewesene Hülle trat noch als nach innen zerflossene dunklere Zone um den verworren-faserig gewordenen Kern hervor; allerliebst ist das durch unzählige winzige verschiedenfarbige Partikelchen erzeugte, bunt mosaikähnliche Bild, welches dieser Nosean bei gekreuzten Nicols liefert. Derjenige, der nicht alle Zersetzungsstadien genau verfolgt hat, würde beim ersten Urtheil derlei Krystalle gewifs nicht für ehemaligen Nosean halten. Die kleinsten, noch deutlichen Noseane messen nur 0,014 Millm. Das gelblichgraue, trübe, verwaschene Flecken, Adern und Wolken bildende Zersetzungssproduct, bald faserig, bald feinkörnig beschaffen, spielt hier schon eine bedeutende Rolle in der Gesteinszusammensetzung; der Dünnschliff ist davon gelblichgrau gefärbt und erlangt keinen so hohen Grad von Pellucidität, wie die der frischen Phonolithe. Hier tritt das Zersetzungsgeschiebe als selbständige Masse auf, dort verschleiert es gewissermaßen nur leicht die unversehrten darunter liegenden Mineralien. Die Nepheline sind in einigen Exemplaren noch in ihrer Klarheit erhalten, dann und wann nur eben noch unter dem Zersetzungsschleier hervorbliebend.

häufig selbst schon umgewandelt, wodurch Miniaturpseudo-morphosen von wenigen Tausendstel Millm. entstehen. An dem Verwitterungsproduct hat hier auch der Nephelin offenbar Anteil.

Der zersetzteste und zugleich noseanreichste aller untersuchten Phonolithe war aber der vom Hohentwiel im Hegau, aus welchem sich beträchtliche Massen gelben Natroliths ausgeschieden haben; dass dieser auch mikroskopisch die ganze Gesteinmasse imprägnirt, geht schon aus der schmutzig gelben Farbe der Dünnschliffe hervor. Umgewandelte Noseane sind darin in großer Menge schon mit bloßem Auge zu gewahren und offenbaren unter dem Mikroskop dieselbe Structur wie die zersetzen von Olbrück, nur dass sie hier häufiger noch in eine trübe feinkörnige Masse als in ein Aggregat faseriger Büschel verwandelt sind. Zum Theil haben sie noch ihren Umriss halbwegs erhalten und lassen auch wohl noch eine etwas lichtere Hülle von einem trüben Kern unterscheiden und polarisiren dabei das Licht noch kaum; zum Theil aber, zumal bei den größern, ist die Umgränzung total zerflossen und das Umwandlungsproduct ist nach allen Seiten hin in die umgebende Gesteinmasse eingedrungen, deren Gemengtheile es dort gewissermaassen verschleiert. Dennoch ist der Nephelin, der auch schon hart mitgenommen ist, in sechseckigen (und rechteckigen) Formen dem geübten Auge an begünstigten Stellen in der Grundmasse noch erkennbar; sollte dies aber in einer so zersetzen Masse nicht mehr gelingen, so legen die in den Sanidin eingeschlossenen, geretteten Nephelinkristallchen von dem früheren Vorhandensein dieses Minerals sprechendes Zeugniß ab; die Sanidine enthalten außerdem zierliche Glaseinschlüsse von gelblicher Farbe mit Bläschen. Dieses Gestein ist verhältnismässig überreich an den mikroskopischen Krystallnadelchen, von denen es stellenweise förmlich wimmelt.